



HAL
open science

Etude de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ par réaction de transfert pour application à l'émission gamma des novae

Nicolas de Séréville

► **To cite this version:**

Nicolas de Séréville. Etude de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ par réaction de transfert pour application à l'émission gamma des novae. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003. Français. NNT: . tel-00007988

HAL Id: tel-00007988

<https://theses.hal.science/tel-00007988>

Submitted on 10 Jan 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7
DENIS DIDEROT
Spécialité : Physique Nucléaire

par
Nicolas de Séréville

Titre :
**ÉTUDE DE LA RÉACTION $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$ PAR RÉACTION
DE TRANSFERT POUR APPLICATION À L'ÉMISSION
GAMMA DES NOVÆ**

Thèse dirigée par Alain Coc
Soutenue le 11 décembre 2003

JURY

François VANNUCCI	Président
Bertram BLANK	Rapporteur
Margarita HERNANZ	Rapporteur
Alain FALVARD	
Pierre LELEUX	

À mon grand-père, Jacques

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Hubert Doubre et Hubert Flocard, directeurs successifs du CSNSM, qui m'ont accueilli au sein de ce laboratoire.

Je voudrais ensuite remercier vivement Alain Coc mon directeur de thèse ; ses compétences scientifiques ont alimenté ce travail, ses compétences humaines lui ont permis de toujours, pendant les trois ans de ma thèse, faire part d'une grande disponibilité à mon égard et d'orienter mes recherches sans jamais les dicter.

La chaleureuse ambiance régnant au sein du groupe d'Astrophysique Nucléaire a largement contribué à entretenir ma motivation. Merci à Jürgen Kiener, Anne Lefebvre, Vincent Tatischeff, Jean-Pierre Thibaud, et leurs visiteurs Marlette Assunção et Slimane Bahroumi. Tous ont contribué, quoique chacun à sa manière, à la réussite de ce travail. Parmi eux, je remercie plus particulièrement Jürgen et Vincent d'avoir éveillé mon intérêt pour les noyaux dans les étoiles lors de mon stage de DEA et Jürgen pour l'aide précieuse apportée tout au long de ce travail.

Au delà du groupe « astro », je tiens à remercier chaleureusement Isabelle Deloncle, Alain Astier et Marie-Genviève Porquet pour les très bons moments passés ensemble pendant les déjeuners et les enrichissantes discussions des pauses thé.

Mes remerciements vont également à toute l'équipe de Louvain-la-Neuve sans laquelle la partie expérimentale de ma thèse n'aurait pu avoir lieu : Carmen Angulo, Pierre Leleux, Marc Loiselet, Guido Ryckewaert, Michel Gaelens, Paul Demaret et Alain Ninane.

J'exprime toute ma reconnaissance à Simone Fortier pour avoir accepté de me transmettre une part de son expertise sur la théorie de la DWBA et pour m'avoir initié à l'utilisation du code de calcul FRESCO.

Mes remerciements incluent aussi Margarita Hernanz et Bertram Blank, qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail, François Vannucci qui a bien voulu présider le jury d'examen, Alain Falvard et Pierre Leleux qui ont accepté de faire partie de ce même jury.

J'adresse toute ma sympathie à mes compagnons thésards ou autre du laboratoire – Cyrilo, Nikozzz, Catoche, Sylvain, LN, Tony, Caline, Alex, Claire, Pascal, Sophie et Aurélien – pour de nombreux moments frôlant le mythe. Cela n'aurait bien souvent pu avoir lieu sans d'autres personnes telles que Lolo, Ellen, Richie, Carl, Caroline.

Merci enfin à toute ma famille, qui m'a toujours épaulé, et/i a la Marta que, tot i que lluny de París, sempre ha sapigut estar present durant aquests tres anys per donar-me suport en els meus nombrosos moments de dubte.

Introduction		1
1 ^{18}F dans les novæ et émission gamma associée		3
1.1 Introduction		3
1.1.1 Problématique liée au ^{18}F		3
1.1.2 Présentation des novæ « classiques »		4
1.1.3 Émission γ des novæ et importance du ^{18}F		8
1.2 Production du ^{18}F dans les novæ		9
1.2.1 Cycle CNO		10
1.2.2 Nucléosynthèse explosive		12
1.2.3 Incertitudes sur la nucléosynthèse du ^{18}F		14
1.2.4 Principale source d'incertitude : Γ_p		17
1.3 Émission γ du ^{18}F et observations		19
1.3.1 Spectres et courbes de lumière		19
1.3.2 Techniques de détection		22
1.3.3 Observations jusqu'à présent		23
1.3.4 INTEGRAL		25
1.4 Autres aspects de la nucléosynthèse des novæ		27
2 Dispositif expérimental		29
2.1 Introduction		29
2.2 Méthode expérimentale		29
2.3 Faisceau de ^{18}F		33
2.3.1 Production du ^{18}F		33
2.3.2 Chimie du ^{18}F		33
2.3.3 Ionisation et accélération du ^{18}F		33
2.3.4 Caractéristiques du faisceau de ^{18}F		34

2.4	Cibles de CD_2	34
2.5	Détecteurs LAMP et LEDA	35
2.6	Position des détecteurs	36
2.6.1	Cinématique inverse	36
2.6.2	Optimisation de la position des détecteurs	38
2.6.3	Simulations	39
2.6.4	Résultats	41
2.6.5	Angle solide	44
2.7	Électronique	46
2.8	Calibration du dispositif expérimental	47
2.8.1	Calibration en énergie	48
2.8.2	Calibration en temps	50
3	Extraction des données	53
3.1	Introduction	53
3.2	Identification des réactions	53
3.2.1	Réactions à deux corps	55
3.2.2	Réactions à trois corps	57
3.3	Sélection des événements	59
3.3.1	Cas des coïncidences	59
3.3.2	Cas des « singles »	60
3.4	Reconstruction de l'énergie d'excitation	62
3.4.1	Méthode	62
3.4.2	Sources d'incertitudes	63
3.4.3	Résultats	66
3.5	Correction de l'énergie d'excitation	68
3.5.1	Méthode	68
3.5.2	Discussion	71
3.5.3	Résultats	73
3.6	Normalisation	76
3.6.1	Épaisseur des cibles	77
3.6.2	Intensité du faisceau	80
3.6.3	Incertainces sur la normalisation	84
3.7	Données supplémentaires	86
3.7.1	$\text{D}(^{18}\text{O},\text{p})^{19}\text{O}$	86
3.7.2	$\text{D}(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}$	87
4	Analyse en DWBA	91
4.1	Introduction	91
4.2	Présentation de la DWBA	91
4.2.1	Éléments de la théorie de la diffusion	91

4.2.2	Généralisation à des collisions quelconques	93
4.2.3	Approximation de Born et ondes distordues	94
4.2.4	Moments angulaires et parité	96
4.2.5	Facteurs spectroscopiques	97
4.2.6	Portée finie	98
4.2.7	Résumé	99
4.3	Transfert à basse énergie (sous-coulombien)	100
4.3.1	Caractéristiques et particularités	100
4.3.2	Cas de la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$	102
4.3.3	Importance du noyau composé	105
4.4	Ingrédients des calculs en DWBA	105
4.4.1	Code de calcul	105
4.4.2	Potentiels nucléaires utilisés	106
4.4.3	Contribution du noyau composé	110
4.5	Analyse des distributions angulaires	111
4.5.1	Distributions angulaires de $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$	111
4.5.2	Contribution du noyau composé	115
4.5.3	Influence des potentiels distordus	116
4.5.4	Influence du potentiel $n + ^{18}\text{F}$	117
4.6	Facteurs spectroscopiques et largeurs protons	118
4.6.1	Facteurs spectroscopiques dans le ^{19}F	118
4.6.2	Largeurs protons dans le ^{19}Ne	123
4.6.3	Analogie du niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070 \text{ MeV}$	124
4.7	Distributions angulaires supplémentaires	126
5	Taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$	129
5.1	Introduction	129
5.2	Calcul du taux de réaction	129
5.2.1	Caractéristiques nucléaires	129
5.2.2	Ancien taux de réaction	132
5.2.3	Réduction des incertitudes sur le taux de réaction	134
5.3	Sources d'incertitudes sur le taux de réaction	136
5.3.1	Interférences entre les états $3/2^+$	136
5.3.2	Largeurs alpha dans le ^{19}Ne	140
5.3.3	Énergie des résonances dans le ^{19}Ne	143
5.4	Contraintes des mesures directes	145
5.4.1	Présentation des mesures directes	145
5.4.2	Résultats	147
5.5	Nouveaux taux de réaction	149
5.5.1	Réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$	149
5.5.2	Réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$	151

Conclusion	157
Annexes	161
A Taux de réaction en astrophysique nucléaire	161
A.1 Généralités sur les taux de réaction	161
A.1.1 Taux de réaction	161
A.1.2 Effet de la barrière coulombienne	162
A.1.3 Pic de Gamow	164
A.2 Expression analytique des taux de réaction	165
A.2.1 Cas non résonnant	166
A.2.2 Cas des résonances étroites	167
A.2.3 Cas des résonances larges	168
B Facteurs spectroscopiques en astrophysique nucléaire	169
B.1 Largeur partielle et facteur spectroscopique	169
B.2 Facteur spectroscopique et mesure directe	171
B.3 Facteurs spectroscopiques et niveaux analogues	173
Bibliographie	175

L'astronomie gamma est l'un des derniers domaines de l'astronomie à s'être développé pour plusieurs raisons. L'atmosphère terrestre est opaque à ce rayonnement et nous en protège (heureusement !) mais empêche par là-même sa détection au sol. La seule possibilité est donc d'envoyer des détecteurs dans la haute atmosphère (vols ballon) ou dans l'espace (satellites). De plus les techniques de détection de ce rayonnement sont assez particulières et doivent utiliser les propriétés de l'interaction des gammas avec la matière. Par exemple, il était inconcevable jusqu'à il y a quelques années de focaliser le rayonnement gamma.

La particularité du rayonnement gamma est d'être le plus énergétique de tout le spectre électromagnétique et les photons qui lui sont associés sont émis par les événements les plus violents de l'univers tels que les sursauts gamma, les supernovae ou encore les novæ. Lors de tels événements, de nombreux isotopes sont synthétisés et parmi eux un nombre plus restreint d'« émetteurs » gamma dont l'émission est caractérisée par des transitions nucléaires émises dans un domaine en énergie allant typiquement de quelques dizaines d'électronvolts à quelques mégaélectronvolts. Les principaux isotopes d'intérêt pour l'astronomie gamma dont l'origine est la désintégration de radionucléides sont : ${}^7\text{Be}$, ${}^{22}\text{Na}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{44}\text{Ti}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{57}\text{Ni}$, et ${}^{60}\text{Fe}$. D'autres raies gamma nucléaires peuvent résulter de collisions (diffusions inélastiques, spallation) entre particules accélérées et noyaux cibles. Les noyaux cibles sont alors excités et émettent un gamma en se desexcitant. C'est notamment le cas du ${}^{12}\text{C}$ et de ${}^{16}\text{O}$ dans les éruptions solaires avec accélération de particules (« flares » solaires).

Bien que le premier satellite à embarquer un détecteur gamma dans l'espace (Explorer XI) date de 1961, un bond énorme dans le domaine de la détection gamma spatiale a eu lieu au début des années 1990 avec les instruments embarqués à bord des satellites Granat et CGRO. Grâce à ce dernier et à l'instrument COMPTEL, la cartographie de l'émission gamma de ${}^{26}\text{Al}$ dans notre galaxie a pu être réalisée pour la première fois, ainsi que la détection d'une des raies de décroissance du ${}^{44}\text{Ti}$. La

raie du ^{56}Co avait déjà été détectée lors d'une mission précédente. Ces découvertes ont motivé le développement d'autres missions telles que RHESSI et INTEGRAL possédant de meilleures sensibilités.

La détection de telles radioactivités est particulièrement intéressante puisqu'elle permet d'apporter des contraintes nouvelles sur les modèles astrophysiques. En effet, le flux gamma associé à chaque isotope est directement relié à sa quantité synthétisée et dépend donc fortement des conditions astrophysiques du site de production (température, composition) ainsi que des taux de réactions mis en jeu. Ainsi, une interprétation pertinente des flux gamma observés nécessite une bonne connaissance des taux de réaction impliqués lors de la nucléosynthèse. C'est dans cette perspective que nous nous sommes intéressés à la nucléosynthèse du ^{18}F dans les novæ.

La capacité des novæ à être un site de production d'émetteurs gamma a été suggérée depuis longtemps [Cla74, Cla81]. Parmi les différents émetteurs produits (^7Be , ^{18}F , ^{22}Na , ^{26}Al), le ^{18}F dessert une attention particulière. En effet c'est l'émetteur gamma le plus produit et c'est aussi celui dont la production est la moins bien connue principalement à cause d'incertitudes sur le taux de la réaction nucléaire $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$.

Les températures maximum atteintes dans les novæ sont typiquement de l'ordre de quelques centaines de millions de degré ce qui correspond à des énergies cinétiques très faibles bien en dessous de la barrière coulombienne des noyaux interagissant, ce qui correspond à des sections efficaces extrêmement faibles. Cela est l'une des difficultés majeures de l'astrophysique nucléaire où il est en général impossible de mesurer directement les sections efficaces nucléaires importantes pour le calcul du taux de réaction. Une solution consiste donc à utiliser des méthodes indirectes pour obtenir ainsi les informations spectroscopiques manquantes. Dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, nous avons utilisé une réaction de transfert d'un nucléon que nous avons analysé dans le formalisme de la DWBA.

Ce manuscrit est agencé de la manière suivante. La première partie est dédiée à la présentation de la nucléosynthèse du ^{18}F dans les novæ ainsi qu'à l'émission gamma qui lui est associée. L'origine des incertitudes nucléaires sur la production du ^{18}F est présentée. Dans une deuxième partie, nous présentons les différents éléments du dispositif expérimental retenu alors que dans une troisième partie nous décrivons la manière dont nous avons traité les données brutes. La quatrième partie présente la théorie de la DWBA décrivant les réactions de transfert et son application à nos données. Les informations spectroscopiques manquantes de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ sont extraites. Enfin dans la cinquième partie, nous appliquons nos résultats aux calculs du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ en utilisant le formalisme de la matrice R.

CHAPITRE 1

^{18}F dans les novæ et émission gamma associée

1.1 Introduction

1.1.1 Problématique liée au ^{18}F

Le ^{18}F est un émetteur β^+ de demi-vie $T_{1/2} = 110$ min. Lorsqu'il décroît il émet donc un positron (e^+) qui va s'annihiler avec les électrons du milieu environnant pour donner dans la plupart des cas, deux photons gammas de 511 keV chacun. Cette propriété est générale à tout émetteur β^+ et le cas du ^{18}F est particulièrement intéressant puisque cette émission gamma est une source potentielle pour l'astronomie gamma.

Plusieurs conditions sont requises pour qu'une telle émission gamma soit détectée en provenance du ciel par des satellites embarquant des télescopes spécialement conçus pour détecter ce type de rayonnement. Premièrement le site de production du ^{18}F doit pouvoir en synthétiser en quantité pour que les flux gammas associés puissent être détectés. Ce point dépend bien sûr du type d'instruments disponibles. Nous verrons quelles sont les perspectives de détection de cette émission avec les satellites actuels ainsi que les espoirs basés sur la prochaine génération de satellites. Une deuxième condition pour que l'émission du ^{18}F puisse être détectée est que celui-ci soit éjecté de son site de production. En effet même si le ^{18}F était produit en quantité dans un site profond, par exemple dans l'intérieur d'une étoile, la grande opacité du milieu même au rayonnement gamma, empêcherait toute observation. L'éjection du site de production fait que la matière éjectée devient transparente au rayonnement gamma de par sa dilution. Dans le cas du ^{18}F cette condition est assez critique à cause de sa courte durée de vie ($T_{1/2} = 110$ min). En effet la matière éjectée doit être transparente au rayonnement gamma assez rapidement après l'éjection pour que le ^{18}F n'ait pas le temps de décroître en trop grande proportion.

La matière éjectée ne doit cependant pas se diluer trop rapidement sinon les positrons ne pourraient plus s'annihiler avec les électrons du milieu, et il n'y aurait pas d'émission gamma.

Les sites astrophysiques remplissant ces conditions sont des sites violents où la nucléosynthèse se fait de manière explosive. C'est le cas notamment des supernovæ, des novæ et des sursauts X. Bien que ces trois sites aient un intérêt pour l'astronomie gamma, seules les novæ synthétisent du ^{18}F . C'est donc dans ce cadre que nous étudierons la nucléosynthèse du ^{18}F . L'étude de l'émission gamma associée au ^{18}F est particulièrement intéressante car sa demi-vie est comparable au temps que met la matière éjectée de l'enveloppe à devenir transparente au rayonnement gamma. L'étude de cette émission permettrait non seulement de vérifier la capacité des modèles à prédire la bonne quantité de ^{18}F synthétisée mais aussi d'apporter des informations sur la dynamique de l'éjection.

Le flux gamma que l'on attend d'un tel événement est directement proportionnel à la quantité de ^{18}F synthétisée et éjectée dans le milieu interstellaire. Pour pouvoir utiliser ces observations gamma de manière pertinente et contraindre ainsi de manière significative les modèles astrophysiques, il est nécessaire de s'affranchir le plus possible des différentes sources d'incertitudes dont l'origine n'est pas « astrophysique ». L'une d'entre elle est l'incertitude d'origine nucléaire existant sur les taux de réactions importants pour la production du ^{18}F . Les deux réactions les moins bien connues sont $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ qui détruit le ^{18}F et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ qui le produit. Il a été montré que les incertitudes d'origine nucléaire de ces deux réactions se propageaient en une incertitude d'un facteur 300 et 10 respectivement, sur la production du ^{18}F et donc de l'émission gamma[Coc00]. Dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, l'incertitude d'un facteur 300 sur la production est due à une incertitude d'un facteur 1000 sur le taux de cette réaction!

1.1.2 Présentation des novæ « classiques »

Nous avons mentionné précédemment que les novæ étaient un bon site de production de ^{18}F . Avant de décrire en détail le mode de production du ^{18}F dans les novæ (voir paragraphe 1.2), il nous semble nécessaire de présenter plus en détail quelques caractéristiques des novæ. Le terme de nova regroupe plusieurs phénomènes différents. Ici nous nous intéressons exclusivement aux novæ « classiques ».

Scénario

Le phénomène de nova classique a lieu dans un système binaire d'étoiles composé d'une naine blanche accrétant de la matière de type solaire provenant de son étoile compagnon. La matière accrétée est progressivement comprimée jusqu'à ce que les conditions de combustion de l'hydrogène soient atteintes. À l'issue de cette

combustion qui est explosive, une partie de la matière accrétée est alors éjectée. Deux types de nova existent selon la composition chimique de la naine blanche qui dépend de la masse initiale de son progéniteur. Pour $3M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$ ^{1,2}, une fois la combustion de l'hydrogène et de l'hélium terminée, l'étoile progéniteur laisse une naine blanche composée de carbone et d'oxygène (CO), alors que pour des progéniteurs plus massifs ($8M_{\odot} < M < 11M_{\odot}$ [de 92]), le carbone est brûlé à son tour pour laisser une naine blanche composée principalement d'oxygène et néon (ONe). La limite en masse séparant ces deux types de nova est mal connue ($\sim 1.15M_{\odot}$). Alors que la composition des naines blanches CO est assez bien connue [abondances en masse à la surface : $X(^{12}\text{C}) = X(^{16}\text{O}) = 0.495$ et $X(^{20}\text{Ne}) = 0.01$], celle des ONe l'est moins [$X(^{16}\text{O}) = 0.511$ et $X(^{20}\text{Ne}) = 0.313$ [Rit96]] et certains calculs obtiennent des quantités non négligeables de Mg[Sta98].

Luminosité

L'explosion d'une nova s'accompagne par une augmentation brusque de la luminosité (énergie libérée par seconde) puis d'un retour à la luminosité initiale du système avant explosion[Rob75]. La luminosité maximale atteinte, typiquement $L \sim 10^5 L_{\odot}$, ainsi que le temps que met la luminosité de la nova à décroître de deux ou trois magnitudes³ (t_2 ou t_3) dépendent du type de nova (CO ou ONe). On parle de nova rapide pour $t_2 \lesssim 12 \text{ jours}$ alors que t_2 peut atteindre quelques centaines de jours pour des novæ lentes. Dans certains cas, il semble que les novæ lentes soient associées au type CO alors que les novæ rapides soient associées au type ONe. Il existe une relation simple entre le taux de déclin de la luminosité (t_2 ou t_3) et la magnitude absolue au maximum (relation MMRD : Maximum Magnitude vs. Rate of Decline). Cette relation a d'abord été observée expérimentalement[Pfa76, Del95] puis justifiée théoriquement[Sha81, Liv92] et est entre autre utilisée pour fournir des indications sur la distance de la nova. L'explosion des novæ est très difficile à prévoir et très peu de novæ ont pu être observées avant leur explosion. Dans la phase précédant l'explosion, la luminosité du système binaire est dominée par la luminosité d'accrétion $L_{\text{acc}} = GM_{WD}\dot{M}/R_{WD}$, où \dot{M} est le taux d'accrétion sur la naine blanche de masse M_{WD} et de rayon R_{WD} . Pour une naine blanche de $1 M_{\odot}$ accréant de la matière à un taux typique d'environ $10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, la luminosité accrétée vaut $L_{\text{acc}} \gtrsim 10L_{\odot}$ et est émise dans l'extrême UV et les X mous ($\lesssim 0.1 \text{ keV}$) où

¹Les masses indiquées ici correspondent à l'évolution d'étoiles isolées. Pour un système binaire, d'autres phénomènes tels que le transfert de matière entre les deux étoiles intervient ce qui peut changer ces limites (voir [Gar02] par exemple).

²En astrophysique, toutes les grandeurs indicées \odot correspondent aux valeurs solaires, $1M_{\odot} = 1.98892 \times 10^{30} \text{ kg}$.

³La magnitude représente la brillance d'une étoile. Plus la magnitude est petite, plus une étoile est brillante. Une étoile de magnitude n est $10^{(m-n)/2.5}$ plus brillante qu'une étoile de magnitude m .

l'absorption interstellaire est importante.

Fréquence

Bien que les novæ soient des événements fréquents dans notre galaxie ($\sim 35 \text{ an}^{-1}$), seulement 4 ou 5 novæ y sont découvertes chaque année principalement par les astronomes amateurs. En effet malgré leur grande luminosité, l'absorption interstellaire du rayonnement visible ne permet la découverte que d'une fraction des novæ ce qui rend difficile l'estimation de leur fréquence d'explosion. Pour cela deux méthodes existent dites, « galactique » et « extra-galactique ». La première méthode consiste à extrapoler le taux d'explosion des novæ observé dans le voisinage solaire à toute la galaxie, ce qui n'est pas sans difficulté puisque cela nécessite entre autre de connaître la distribution des novæ dans la galaxie, ce qui n'est pas connu à cause de l'extinction interstellaire. Il semblerait de plus que les novæ rapides de type ONe soient associées au disque et que les novæ lentes de type CO soient associées au bulbe de notre galaxie[Del92]. La fréquence d'explosion des novæ déduite avec cette méthode est de l'ordre de 30 par an[Sha97]. La deuxième méthode, dite « extra-galactique », permet de s'affranchir des problèmes d'absorption de notre galaxie en observant les novæ des galaxies voisines. En effet, les novæ observées de la sorte se situent toutes à une même distance (la distance de la galaxie) et l'absorption interstellaire est moins problématique que pour notre galaxie puisque les observations ne se font pas dans le disque galactique mais par sa tranche dans la direction de la galaxie étudiée. Plusieurs galaxies ont fait l'objet de ce genre d'études : M31, M33, LMC, NGC 5128, virgo[Del94], ainsi que M51, M81 et M101[Sha00]. Les deux études précédentes sont en accord et déduisent un taux d'explosion dans notre galaxie d'environ 25 novæ par an, en bon accord avec la méthode dite « galactique ».

Mécanisme de l'explosion

L'idée que l'origine du phénomène de nova soit relié à la combustion explosive d'hydrogène accrété dans des conditions dégénérées remonte au début des années 60[Kra64]. Lors de la phase d'accrétion qui dure $\sim 10^5$ ans, l'hydrogène s'accumule à la surface de la naine blanche et est brûlé lentement par les réactions de la chaîne $p + p$. La température à la base de l'enveloppe accrétée augmente lentement jusqu'à atteindre $T_b \sim 2 \times 10^7$ K où l'hydrogène est alors brûlé par le cycle CNO (voir paragraphe 1.2.1 pour plus de détails). Les éléments du groupe CNO proviennent de la matière à la surface de la naine blanche préalablement mélangée avec celle accrétée. Ce mélange est nécessaire à la fois pour comprendre les abondances des éléments synthétisés et aussi pour générer l'énergie suffisante à l'éjection de l'enveloppe. Cependant son origine n'est pas encore à l'heure actuelle très bien établie. Plusieurs hypothèses existent dont par exemple un mécanisme de diffusion entre le matériau de la naine blanche et celui de la matière accrétée[Kov94]. La production d'énergie

nucléaire par le cycle CNO dépend très fortement de la température ($\propto T^{18}$) qui augmente alors rapidement. Il devient alors plus facile pour les protons de franchir la barrière coulombienne des noyaux mis en jeu, ce qui se traduit par une augmentation du taux de capture de protons, qui peut devenir comparable, voire supérieur à celui de décroissance β^+ : les températures atteintes sont de l'ordre de 2×10^8 K. L'enveloppe est alors complètement convective avec des temps caractéristiques de l'ordre de 100 s ce qui permet à une partie des émetteurs β^+ d'être transportés à la surface de l'enveloppe avant de décroître où ils libèrent une énergie de l'ordre de $10^{12} - 10^{13}$ erg.g⁻¹.s⁻¹[Sta89]⁴. Les couches extérieures de l'enveloppe commencent à être éjectées à de faibles vitesses (~ 10 km.s⁻¹). Il faut souligner l'importance que la matière accrétée soit comprimée dans des conditions dégénérées. Dans ces conditions, la pression ne dépend pas de la température et l'enveloppe ne peut donc pas réagir dynamiquement par une expansion lorsque la température augmente. Lorsque cette dégénérescence est levée, l'enveloppe peut alors réagir dynamiquement et commencer son expansion, stoppant par là même l'augmentation de la température. C'est le pic en température qui selon la masse de la naine blanche varie entre $T_6 = 150^5$ et 300[Jos98]. La production en énergie ne s'arrête pas immédiatement mais suit la loi de décroissance des émetteurs β^+ . En effet lors du cycle CNO chaud, les captures de protons sont beaucoup plus rapides que la décroissance β^+ des isotopes qui constituent alors des points d'arrêts. L'énergie emmagasinée puis libérée est de l'ordre de 10^{45-46} ergs et contribue fortement à l'éjection finale de l'enveloppe. Comme le cycle CNO ne crée pas de nouveaux isotopes, l'énergie libérée par les émetteurs β^+ est proportionnelle à leur abondance, qui dépend directement de la quantité initiale des éléments du groupe CNO provenant du mélange avec la matière à la surface de la naine blanche. Ce mécanisme d'explosion explique naturellement l'enrichissement en éléments CNO observés dans l'éjectat des novæ[And94]. De plus, ces abondances ne correspondent à *aucune* température de combustion stationnaire du cycle CNO puisque la température évolue très rapidement proche du pic de température et que la convection dans l'enveloppe mélange efficacement les émetteurs β^+ [Sta72].

Modélisation

Les détails de l'évolution d'une nova depuis l'accrétion jusqu'à l'explosion et l'éjection d'une partie de la matière accrétée sont calculés à l'aide de codes de calculs hydrodynamiques à une dimension. Trois codes sont disponibles dans le monde développés par l'équipe de Barcelone, celle d'Arizona[Sta98] et celle d'Israël[Kov97]. Ces codes réussissent à reproduire les grands traits de l'évolution d'une nova avec cependant quelques points difficiles. Notamment, les masses éjectées prédites par les modélisations sont plus faibles d'environ un ordre de grandeur que les masses observées

⁴1 erg = 10^{-7} J.

⁵Il est usuel de définir la notation $T_n = x$ pour la température correspondant à $T = x \times 10^n$ K

comprises entre 10^{-5} et $4 \times 10^{-4} M_{\odot}$. Actuellement, plusieurs groupes commencent à développer des simulations hydrodynamiques à deux dimensions [Sha94, Gla97] ou trois dimensions [Ker99].

1.1.3 Émission γ des novæ et importance du ^{18}F

Émission γ des novæ

Le ^{18}F n'est pas l'unique isotope intéressant pour l'astronomie gamma produit par les novæ dont la capacité à émettre dans le domaine des rayonnements gamma a été suggérée depuis longtemps [Cla74, Cla81]. Nous présentons ici succinctement les autres noyaux radioactifs synthétisés lors de l'explosion qui donnent lieu à une émission gamma. Ces isotopes ainsi que quelques unes de leurs propriétés sont regroupés dans le Tableau 1.1.

Tab. 1.1: *Isotopes éjectés d'intérêt pour l'astronomie γ des novæ. D'après [Her02a].*

Isotope	Décroissance	Temps de vie (τ)	E_{γ} (keV)	Type de nova	Noyau d'origine
^{13}N	β^+	862 s	≤ 511	CO et ONe	^{12}C
^{18}F	β^+	158 min	≤ 511	CO et ONe	^{16}O
^7Be	capture e^-	77 j	478	CO	^3He
^{22}Na	β^+	3.75 a	511 + 1275	ONe	^{20}Ne
^{26}Al	β^+	10^6 a	511 + 1809	ONe	$^{24,25}\text{Mg} + ^{23}\text{Na}$

À part le ^7Be qui décroît par capture électronique, tous les autres isotopes sont des émetteurs β^+ . D'un point de vu spectral, les émetteurs β^+ produisent une raie caractéristique à 511 keV ainsi qu'un continuum à plus basse énergie. Lorsque le noyau fils issu de la décroissance β^+ n'est pas dans son état fondamental, on observe l'émission d'un γ supplémentaire de desexcitation [^{22}Na (1275 keV) et ^{26}Al (1809 keV)], ce qui n'est pas le cas pour les isotopes ^{13}N et ^{18}F . Le ^7Be qui décroît par capture électronique est caractérisé par un gamma à 478 keV. D'un point de vu temporel, cette émission gamma peut être considérée comme prompte ou longue. L'émission prompte ($E_{\gamma} \leq 511$ keV) est associée à l' ^{13}N et au ^{18}F dont les temps de vie ne dépassent pas quelques heures alors que l'émission longue est caractérisée par les raies à 478, 1275 et 1809 keV du ^7Be , ^{22}Na et ^{26}Al .

Les isotopes précédents ne sont pas produits en quantités égales par les différents types de novæ puisque leurs chemins de production dépendent de la composition chimique de l'enveloppe, elle même fortement reliée à la composition de la naine blanche (processus de mélange entre la naine blanche et la matière accrétée). Le ^7Be est principalement produit par les novæ de type CO alors que le ^{22}Na et l' ^{26}Al le sont par les novæ de type ONe. L' ^{13}N et le ^{18}F sont produits en quantités similaires par les deux types de novæ. Il est important de noter que ces masses éjectées dépendent

fortement des taux de réaction nucléaire produisant chaque isotope. Alors que ces taux de réactions sont plutôt bien connus dans le cas du ^7Be et du ^{22}Na , ce n'est pas le cas pour le ^{18}F , ce qui a motivé notre étude.

Importance du ^{18}F

La détection de l'émission gamma des novæ serait un moyen unique d'avoir une confirmation directe de l'emballement des réactions nucléaires à la surface de la naine blanche comme mécanisme d'explosion des novæ. Même si la surabondance des éléments du groupe CNO observée dans l'éjectat des novæ est bien comprise par un tel mécanisme, l'observation du rayonnement gamma des novæ permettrait d'obtenir directement la quantité d'isotope synthétisé et non la quantité d'élément produit.

L'observation spécifique de l'émission gamma prompte principalement due au ^{18}F est de plus sensible à la dynamique de l'éjection ainsi qu'aux propriétés de l'enveloppe. En effet, la faible durée de vie du ^{18}F est comparable au temps que met l'enveloppe en expansion à devenir transparente au rayonnement gamma de 511 keV. L'observation de cette émission est donc fortement dépendante du profil d'abondance de ^{18}F dans l'enveloppe éjectée. De plus, le temps au bout duquel l'enveloppe devient transparente dépend de la vitesse à laquelle est éjectée l'enveloppe ainsi que de sa masse. L'influence de ces deux paramètres sur les courbes de lumière peut être importante notamment dans le cas des novæ CO [Her02b].

La courte durée de vie du ^{18}F est aussi un désavantage du point de vue de l'observation de son émission puisque celle-ci a lieu avant la découverte de la nova. En effet le pic de température atteint lors de l'explosion, moment où se passe l'essentiel de la nucléosynthèse, se produit avant la détection de la nova dans le visible. La différence de temps entre l'explosion et la détection dépend du type de nova et n'est pas contraignant pour les émetteurs gamma de grande demi-vie (^{22}Na , ^{26}Al) mais l'est beaucoup plus lorsque la demi-vie est courte (cas du ^{18}F). Cependant parmi tous les émetteurs gamma synthétisés par les novæ, le ^{18}F est celui produit en plus grande quantité, ce qui se traduit par une distance maximale d'observation plus grande et donc un nombre de novæ potentiellement observables plus grand que pour les autres émetteurs gamma. Cela fait du ^{18}F un candidat prometteur pour l'observation gamma des novæ.

1.2 Production du ^{18}F dans les novæ

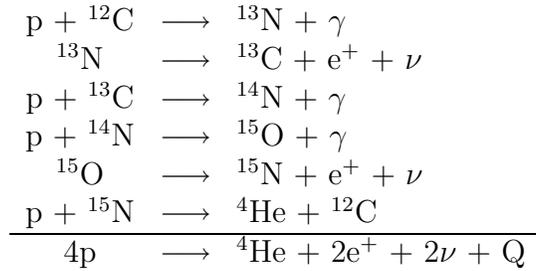
La nucléosynthèse du ^{18}F a pour point de départ l' ^{16}O présent en quantité dans les deux types de novæ CO et ONe. Cette nucléosynthèse se fait à travers le cycle CNO lors de la combustion explosive de l'hydrogène précédant l'explosion de la nova.

Nous détaillons maintenant le cycle CNO et la production du ^{18}F en particulier dans les novæ.

1.2.1 Cycle CNO

Pour des étoiles vieilles contenant principalement de l'hydrogène et de l'hélium (très peu enrichies en métaux) ou pour des étoiles dont la température est faible ($T_6 \lesssim 20$), la génération d'énergie se fait par la chaîne $p - p$ ne mettant en jeu que des noyaux légers (principalement ^1H , ^2H , ^3He et ^4He). Le résultat net de cette combustion est la formation d'un noyau d'hélium à partir de quatre protons : $4\text{p} \rightarrow ^4\text{He} + 2\text{e}^+ + 2\nu + \text{Q}$.

Pour des étoiles de deuxième génération déjà enrichies en métaux, la combustion de l'hydrogène peut utiliser les noyaux plus lourds initialement présents comme catalyseurs : c'est le bi-cycle CNO dont les principales réactions correspondant à la partie CN du cycle sont :



Le principe de fonctionnement de ce cycle est une suite de captures radiatives entrecoupées de décroissances β^+ . La dernière réaction est une capture (p,α) [$^{15}\text{N}(\text{p},\alpha)^{12}\text{C}$] rebouclant le cycle sur lui-même. La partie ON du cycle CNO est alimentée par la réaction $^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$ et se poursuit par l'enchaînement de réactions $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$. Le cycle CNO est représenté sur la Figure 1.1 où les isotopes en traits pleins sont stables, ceux en tiret sont des émetteurs β^+ et ceux en pointillé sont non liés vis-à-vis de l'émission proton. Les périodes ($T_{1/2}$) sont indiquées dans le cas des émetteurs β^+ .

Le cycle CNO joue un rôle important à la fois pour la production d'énergie ainsi que pour la nucléosynthèse. La production d'énergie dépend de la quantité d'énergie libérée par cycle ($Q = 26.73 \text{ MeV}$) ainsi que du temps caractéristique pour réaliser un cycle. Ce temps est déterminé par la réaction $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ qui est la plus lente. La production d'énergie de cette manière est très fortement variable avec la température ($\epsilon_{\text{nuc}} \propto T^{18}$). Les différents isotopes utilisés par ce cycle ayant un rôle de catalyseurs, leur abondance est redistribuée suivant la température de fonctionnement de ce cycle. Dans tous les cas, l'isotope le plus abondant est l' ^{14}N puisque la réaction $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ est la plus lente. Ainsi, le cycle CNO ne crée pas de métallicité mais la redistribue.

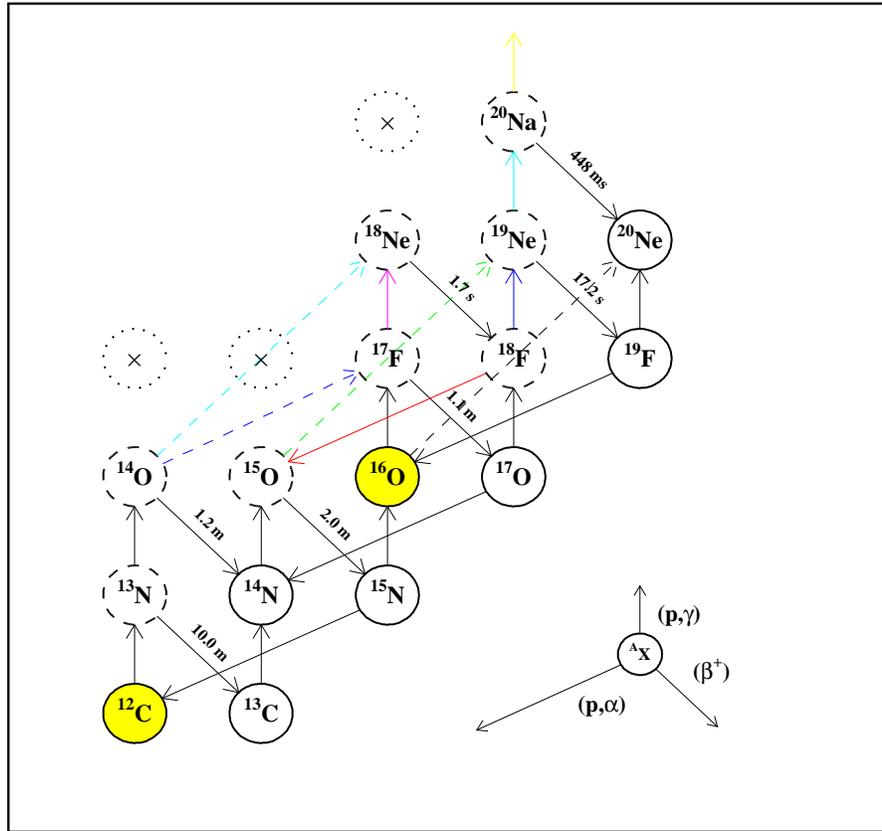


Fig. 1.1: Cycle CNO chaud. Les isotopes en traits plein sont stables, ceux en tiret sont des émetteurs β^+ et ceux en pointillé sont non liés vis-à-vis de l'émission proton.

Le fonctionnement du cycle CNO a lieu pour des températures relativement élevées ($T_6 \gtrsim 20$) nécessaires pour franchir la barrière coulombienne des isotopes catalyseurs. Plusieurs modes de fonctionnement de ce cycle sont à envisager selon la température du milieu.

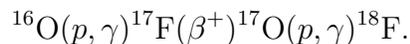
Cycle CNO froid

Ce mode de fonctionnement correspond aux réactions que nous avons présentées précédemment. Il est caractérisé par des temps de capture de protons supérieurs au temps caractéristique de décroissance β^+ ($\tau_{\beta^+} \ll \tau_p$). C'est ce mode de fonctionnement qui prévaut au début de la combustion thermonucléaire de la couche d'hydrogène accrétée dans le cas d'une nova.

Cycle CNO chaud

À plus haute température, le taux de capture de proton augmente jusqu'à devenir comparable puis supérieur, au taux de décroissance β^+ ($\tau_{\beta^+} \gg \tau_p$) : c'est le cycle CNO chaud. Notamment les réactions $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ et $^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}$ deviennent importantes. Ce mode de fonctionnement du cycle CNO est alors limité par la décroissance β^+ des isotopes ^{14}O , ^{15}O , ^{17}F . Dans le cas des novæ, c'est finalement cette décroissance qui est responsable de l'éjection d'une partie de l'enveloppe dans le milieu interstellaire.

Le ^{18}F est produit dans les conditions du cycle CNO chaud par les deux chemins de nucléosynthèse suivants :



Il faut noter que dans le cas des novæ ONe, d'autres cycles ou chaînes de réactions sont à l'oeuvre comme par exemple le cycle NeNa.

1.2.2 Nucléosynthèse explosive

Nous décrivons maintenant d'après [Coc00] la nucléosynthèse du ^{18}F dans le cas d'un modèle théorique de nova ONe de $1.25 M_{\odot}$ avec 50% de mélange entre la matière accrétée et la partie externe du coeur de la naine blanche. Ces calculs ont été réalisés avec le code hydrodynamique SHIVA[Jos98] développé par l'équipe de Barcelone. Huit étapes correspondant à différentes températures et aux derniers stades de l'évolution de la nova sont représentées sur la Figure 1.2.

Au début de l'explosion pour $T_b \simeq 5 \times 10^7 \text{ K}$ ⁶ l'activité nucléaire principale est produite par la réaction $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ suivi de la décroissance β^+ du ^{17}F vers ^{17}O . L'abondance de ^{17}O augmente de plusieurs ordres de grandeur par rapport à son abondance initiale. Le ^{17}F et ^{18}F sont tous les deux synthétisés à la base de l'enveloppe par des captures de protons sur ^{16}O et ^{17}O .

Pour $T_b \simeq 7 \times 10^7 \text{ K}$ (Figure 1.2, deuxième cadre), les mêmes tendances sont observées que précédemment. La hausse de température augmente le nombre de captures de proton sur ^{16}O , produisant ainsi du ^{17}F qui décroît rapidement vers ^{17}O . Pour cette température l'enveloppe est presque déjà entièrement convective ce qui permet un transport efficace du ^{17}F et ^{18}F de leur zone de production (à la base de l'enveloppe) vers la surface. Cela se traduit par un profil d'abondance s'étendant dans toute l'enveloppe.

Lorsque T_b atteint 10^8 K (Figure 1.2, troisième cadre) une importante quantité de ^{17}F et ^{18}F est synthétisée par les réactions $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$. Par rapport

⁶ T_b est la température à la base de l'enveloppe accrétée.

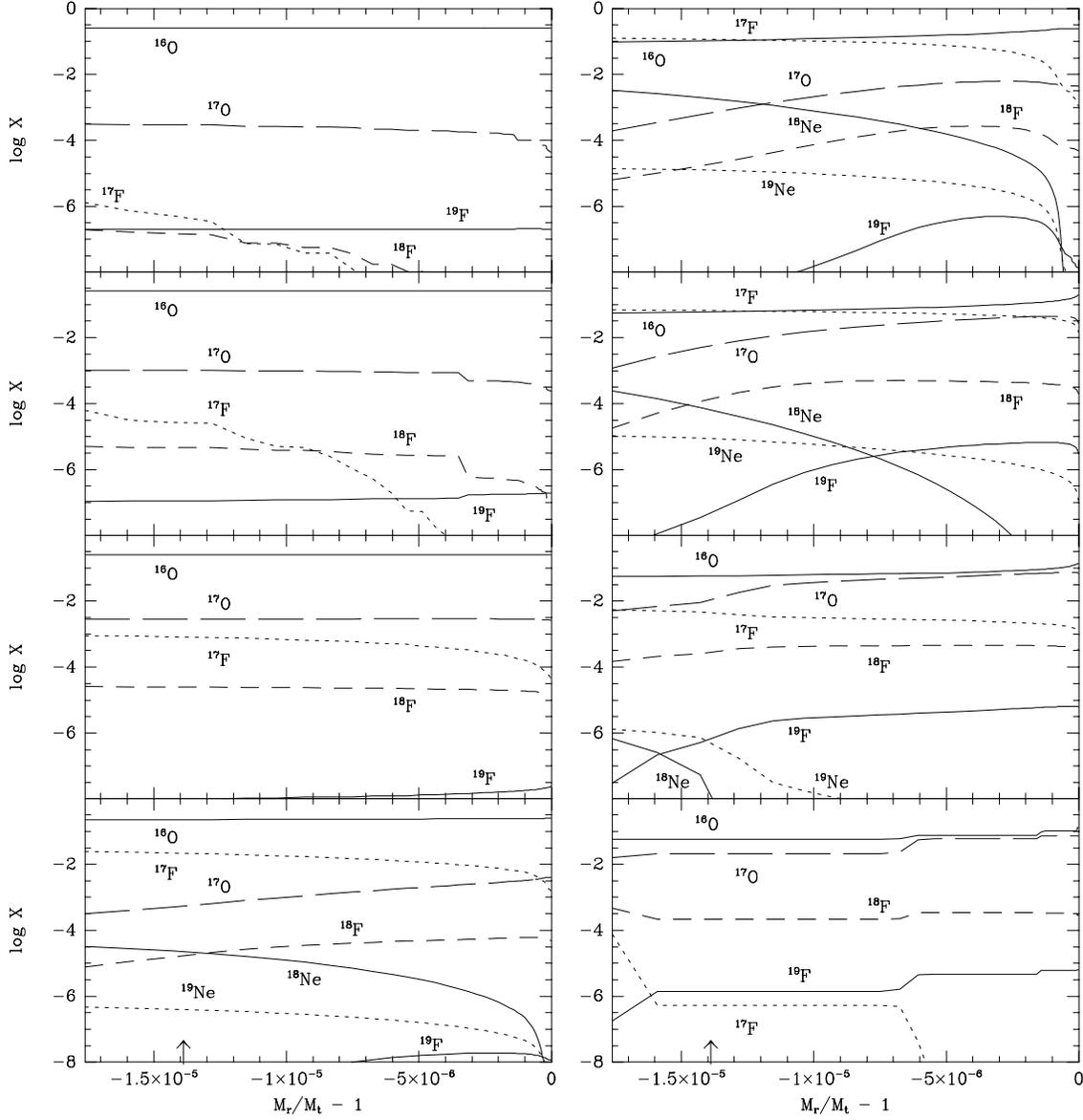


Fig. 1.2: Fraction de masse de différents isotopes dans l'enveloppe en expansion à différentes époques de l'explosion en fonction du rayon. M_r est la masse incluse dans la sphère de rayon r . $M_r/M_t - 1 = 0$ à la surface. Chaque cadre est numéroté de haut en bas et de gauche à droite et correspond à des températures d'environ 5×10^7 , 7×10^7 , 10^8 , 2×10^8 , $T_{max} = 2.5 \times 10^8$ ainsi que les dernières phase de l'évolution de la nova, lorsque l'enveloppe en expansion a atteint un rayon de 10^9 , 10^{10} et 10^{12} cm. D'après [Coc00].

au cas précédent, les abondances de ces deux isotopes du fluor ont augmentées d'un ordre de grandeur.

Les profils d'abondances changent de manière importante pour $T_b \simeq 2 \times 10^8$ K (Figure 1.2, quatrième cadre). L'abondance de l' ^{17}O décroît d'un ordre de grandeur par rapport au cas précédent à cause d'une destruction efficace à la base de l'enveloppe par les réactions $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}$. Au contraire, l'abondance du ^{17}F augmente d'un ordre de grandeur car la réaction $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ est alors plus rapide que $^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}$. De plus, on observe une production très importante de ^{18}Ne et ^{19}Ne provenant des captures radiatives issues du ^{17}F et ^{18}F . Alors que le ^{18}F est détruit efficacement à la base de l'enveloppe (comme l' ^{17}O) par les réactions (p, α) et (p, γ), il est aussi produit dans les couches externes de l'enveloppe par $^{18}\text{Ne}(\beta^+)^{18}\text{F}$.

Le maximum de température est atteint pour $T_b = 2.52 \times 10^7$ K (Figure 1.2, cinquième cadre). L'évolution du profil de ^{18}F est le résultat de modes de production et destruction à différents endroits dans l'enveloppe. Alors que la quantité de ^{18}F est réduite par $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ à la base de l'enveloppe et par $^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$ à la surface, il est produit par la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ dans les couches intermédiaires. La quantité de ^{18}Ne et ^{19}Ne continue à augmenter.

Après le pic en température (Figure 1.2, sixième et septième cadre), l'énergie accumulée par les émetteurs β^+ est libérée ce qui provoque le début de l'expansion de l'enveloppe et une chute de la température. Alors que le ^{18}F est détruit à la base de l'enveloppe, il est encore produit dans les couches intermédiaires par $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$. L'enveloppe est dominée par les décroissances β^+ et l'on observe une chute importante de la quantité de ^{17}F au profit de l' ^{17}O .

Le dernier cadre de la Figure 1.2 correspond à l'expansion de l'enveloppe qui est dominée par les décroissances β^+ du ^{18}F et ^{17}F . L'abondance moyenne du ^{18}F obtenue dans le cadre de ce modèle est $X(^{18}\text{F}) = 2.7 \times 10^{-4}$.

La production de ^{18}F par les novæ est possible, comme nous venons de le voir, parce que celle-ci s'effectue à travers le cycle CNO hors-équilibre, que ce soit à cause de la variation rapide de la température, de la convection ou du gradient de température dans l'enveloppe accrétée. Le ^{18}F peut ainsi être produit à la base de cette enveloppe et préservé par le mécanisme de convection qui le redistribue dans toute l'enveloppe et en particulier dans les couches externes où la température n'est pas suffisante pour qu'il soit détruit efficacement par capture de protons.

1.2.3 Incertitudes sur la nucléosynthèse du ^{18}F

Une bonne connaissance de la quantité de ^{18}F synthétisée et éjectée dépend directement de la connaissance des différents taux de réactions mis en jeux lors de la nucléosynthèse du ^{18}F . Nous allons donc maintenant examiner les différentes incertitudes associées à ces taux de réactions.

Destruction : $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

Les deux réactions de destruction du ^{18}F sont $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$, mais c'est la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ qui domine. En effet les sections efficaces des réactions de type (p,α) sont plus grandes de plusieurs ordres de grandeurs que les sections efficaces des réactions de type (p,γ) à cause de la faible valeur de la constante de couplage de l'interaction électromagnétique par rapport à l'interaction forte. Cela est évidemment vrai si les niveaux mis en jeu sont très au dessus du seuil d'émission α ce qui est le cas pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Nous avons représenté sur la Figure 1.3 le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ [Coc00]. L'objet n'est pas ici de discuter quantitativement de ce taux ce qui sera fait dans le paragraphe 5.2, mais d'en brosse les grandes lignes. Le taux présenté est normalisé par rapport au premier calcul de taux de réaction pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ [Wie82] qui a été utilisé dans les premiers calculs de spectres gamma[Gom98].

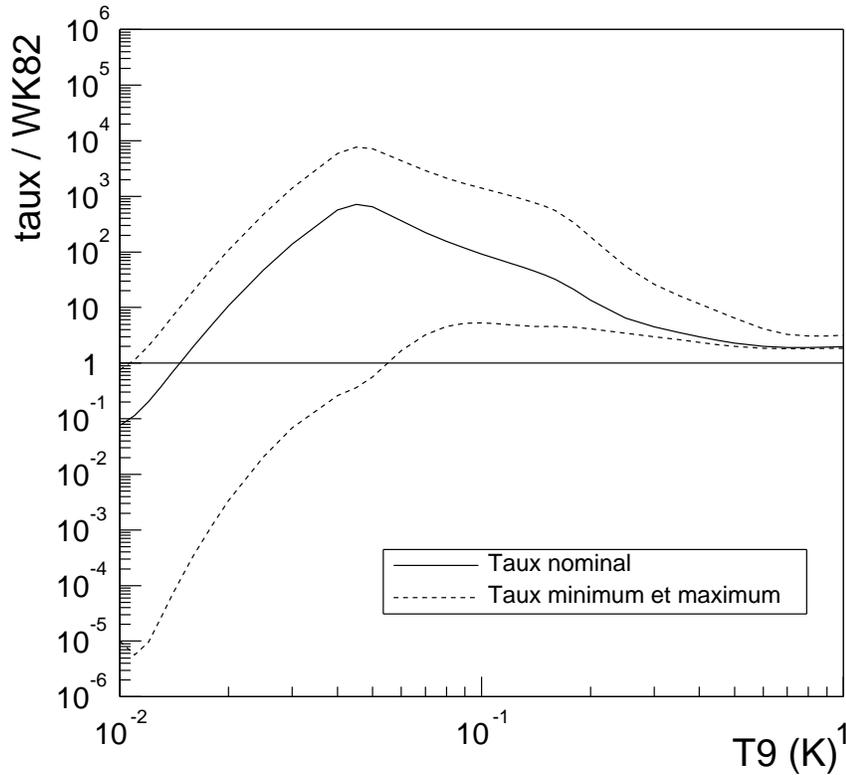


Fig. 1.3: Incertitudes sur le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Le taux nominal est représenté en trait plein et les taux minimum et maximum en trait pointillés. Adapté de [Coc00].

La courbe en trait plein représente le taux nominal dérivé dans Coc et al.[Coc00]

alors que les courbes en pointillé montrent l'incertitude sur ce taux. Nous reviendrons sur l'origine de cette incertitude dans le paragraphe suivant et 5.2.1 où nous parlerons plus en détail du taux minimum et maximum. Il est très intéressant de voir que l'écart entre le taux minimum et maximum est de l'ordre de trois ordres de grandeur pour $T_9 \approx 0.1$ et au moins quatre ordres de grandeur à plus basses températures.

Bien que le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ soit très incertain d'un point de vue de la physique nucléaire, il est important de propager cette incertitude sur la production du ^{18}F . Pour cela il est nécessaire de faire un calcul de nucléosynthèse complet dans le cadre d'un modèle de novae. Ces calculs ont été fait dans [Coc00] avec le code de calcul SHIVA [Jos98] et il en résulte un facteur d'incertitude sur la production du ^{18}F d'environ 300!

Production : $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$

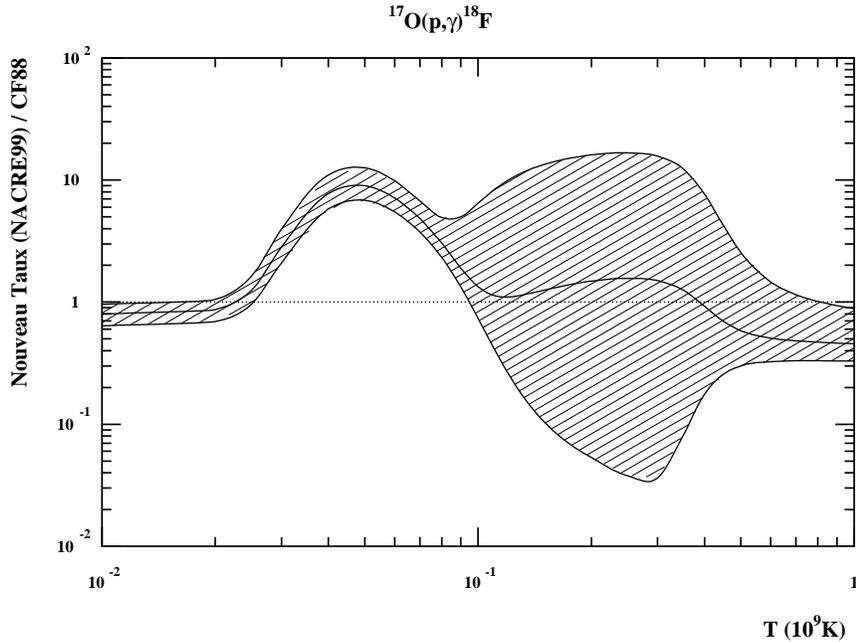


Fig. 1.4: Incertitudes sur le taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ (D'après [Coc00]). Les taux nominal, minimum et maximum viennent de la compilation NACRE [Ang99]. Le taux de référence vient de [Cau88].

Examinons maintenant les réactions jouant un rôle dans la production du ^{18}F . D'après la compilation de taux de réaction NACRE [Ang99], la réaction $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ est plutôt bien connue et donc peu incertaine (facteur 2 entre le taux minimum et maximum). Ce n'est pas le cas de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ dont le taux de réaction

est présenté sur la Figure 1.4. On note un grand écart entre les taux minimum et maximum pour des températures $T_6 \approx 100 - 500$ qui est dû à la résonance $E_r = 179.5$ keV dans le ^{18}F dont seule une limite supérieure est connue pour la force de résonance : $\omega\gamma < 0.42$ meV[Rol73]⁷. Dans cette gamme de température l'incertitude sur le taux de réaction est d'environ deux ordres de grandeurs. De la même manière que pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, la propagation de cette incertitude à l'aide du code hydrodynamique SHIVA se transforme en une incertitude d'un facteur 10 sur la production du ^{18}F [Coc00].

Le flux gamma associé à l'émission à 511 keV (voir Figure 1.6) est directement proportionnel à la quantité de ^{18}F synthétisée et éjectée dans le milieu interstellaire lors de l'expulsion de l'enveloppe de la nova. L'incertitude d'un facteur ≈ 300 sur la production du ^{18}F se transpose alors directement sur le flux gamma[Coc00] à 511 keV. Une telle incertitude, à laquelle se rajoutent bien sûr des incertitudes sur la modélisation des novæ, empêche toute interprétation pertinente de données observationnelles. En effet dans l'hypothèse d'une détection d'une telle émission à 511 keV à l'aide de satellites, mettre des contraintes sur les modèles d'explosion de novæ semble difficile si l'on ne comprend pas et ne réduit pas déjà cette incertitude d'origine nucléaire.

L'incertitude sur le flux gamma à 511 keV est donc le résultat de la mauvaise connaissance de données nucléaires pour les deux réactions $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$. Notre groupe étudie ces deux réactions et je me suis pour ma part concentré sur la réaction la moins bien connue : $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Nous allons maintenant exposer les informations nucléaires manquantes de cette réaction.

1.2.4 Principale source d'incertitude : Γ_p

Le taux nominal de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ présenté Figure 1.3 est calculé comme la somme des contributions isolées de résonances dans le ^{19}Ne . Ces différentes résonances sont représentées sur la Figure 1.5 où est reporté le facteur astrophysique en fonction de l'énergie dans le centre de masse au dessus du seuil $^{18}\text{F}+p$ du ^{19}Ne . Le facteur astrophysique $S(E)$, très souvent utilisé en astrophysique nucléaire, représente la partie nucléaire de la section efficace (voir définition A.13).

Les propriétés spectroscopiques des deux résonances en trait plein ($E_r = 330$ et 659 keV) ont pu être mesurées directement[Gra01, Bar02] et sont plutôt bien connues (voir paragraphe 5.2.1 pour une discussion de ces propriétés). Pour ce qui est des autres résonances en pointillé, leur force de résonance qui intervient directement dans le calcul du taux de réaction est complètement inconnue. La force de résonance est définie par $\omega\gamma = \omega\Gamma_p\Gamma_\alpha/\Gamma_{tot}$ où ω est le facteur statistique de spin et Γ_i les largeurs partielles de l'état résonnant. Dans le cas présent, on a $\Gamma_{tot} = \Gamma_p + \Gamma_\alpha \approx \Gamma_\alpha$

⁷Deux mesures indépendantes de cette force de résonance par les groupe d'Orsay et de Triangle University sont en cours et devraient réduire cette limite supérieure.

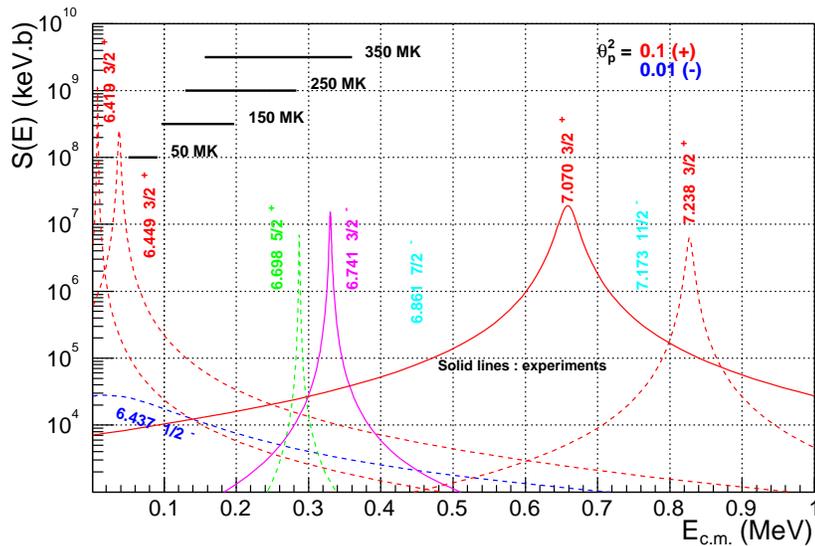


Fig. 1.5: Facteur astrophysique en fonction de l'énergie dans le centre de masse des résonances du ^{19}Ne contribuant au taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Les propriétés spectroscopiques des résonances en trait plein ont été mesurées expérimentalement et celles en trait pointillé sont inconnues. Les pics de Gamow correspondant à des températures typiques atteintes dans les novæ sont également représentés. (« 150MK » $\equiv T_6 = 150$). Adapté de [Coc00].

puisque la voie alpha est ouverte à une énergie d'excitation bien plus faible que la voie proton [$S_\alpha(^{19}\text{Ne}) = 3.5 \text{ MeV} < S_p(^{19}\text{Ne}) = 6.4 \text{ MeV}$]. La force de résonance est donc directement proportionnelle à la largeur proton de ces états qui est *totale*ment inconnue.

En faisant varier pour les résonances proches du seuil proton ($E_r = 8, 26$ et 38 keV) leur largeur proton entre 0 et leur valeur maximum donnée par la largeur limite de Wigner Γ_W^8 , on obtient le taux de réaction minimum et maximum de la Figure 1.3. Le taux nominal est quant à lui obtenu pour des valeurs arbitraires des largeurs protons, soit 10% et 1% de la largeur de Wigner pour les états de parité positive et négative respectivement (voir [Utk98] et paragraphe 5.2.1).

La cause de l'incertitude sur le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ est donc l'absence de données sur les largeurs proton des deux résonances $3/2^+$ $E_r = 8$ et 38 keV et de la résonance $1/2^-$ $E_r = 26 \text{ keV}$. L'objectif de cette thèse est donc de déterminer ces largeurs proton responsables de l'incertitude sur le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$.

⁸ Γ_W est la valeur maximale de la largeur à une particule, voir Annexe B.

1.3 Émission γ du ^{18}F et observations

1.3.1 Spectres et courbes de lumière

L'émission gamma à 511 keV des novæ provient de l'annihilation de positrons venant de la décroissance des émetteurs β^+ synthétisés durant l'explosion avec les électrons de l'enveloppe. Les principaux émetteurs β^+ ainsi synthétisés sont l' ^{14}O ($\tau = 102$ s), l' ^{15}O ($\tau = 176$ s), le ^{17}F ($\tau = 93$ s) ainsi que le ^{18}F et l' ^{13}N . Les trois premiers émetteurs β^+ ont des temps de vie trop court et leur émission gamma intervient alors que l'enveloppe n'est pas encore transparente à ce rayonnement. Nous nous intéresserons donc plus particulièrement à l'émission à 511 keV associée au ^{18}F et à l' ^{13}N dont les temps de vie sont plus long. Nous résumons ici les résultats présentés dans les références [Her99a, Her01, Her02a].

Spectres gamma

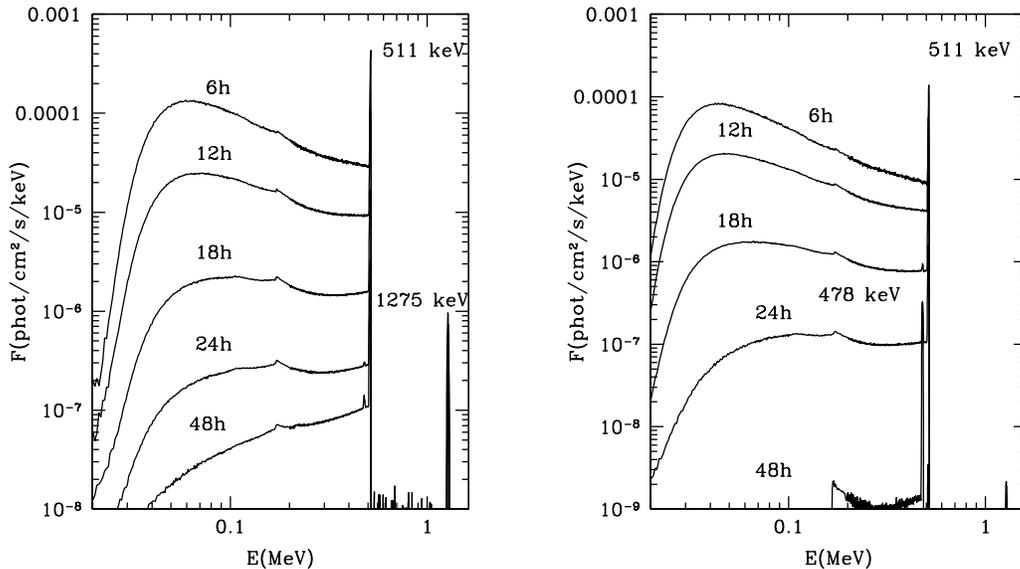


Fig. 1.6: Gauche : Spectre gamma pour une nova ONe de $1.25 M_{\odot}$ explosant à 1 kpc pour différentes époques après l'explosion. Droite : Même chose pour une nova CO de $1.15 M_{\odot}$. (D'après [Her01]).

La Figure 1.6 représente le spectre émis à 511 keV par une nova CO ($1.15 M_{\odot}$) et ONe ($1.25 M_{\odot}$) explosant à 1 kpc pour différentes époques après l'explosion (l'instant 0 est pris au pic de température). Les flux calculés dépendent du profil d'abondance du ^{18}F et des autres isotopes synthétisés le long de l'enveloppe, ainsi que des profils

en vitesse et en densité dans l'éjectat. Ces quantités permettent de déterminer le nombre d'interactions des photons dans l'enveloppe par effet Compton et effet photoélectrique. Tous ces paramètres sont issus des résultats du code hydrodynamique SHIVA[*Jos98*] puis couplés de manière consistante à un code de transport de photons dans l'enveloppe en expansion[*Gom98*] développé à Barcelone.

Les spectres de la Figure 1.6 représentent principalement l'émission à 511 keV des novæ caractérisée par une raie fine ($\sim 5 - 8$ keV) vers 511 keV légèrement décalée vers le bleu (517 keV) ainsi qu'un continuum à plus basse énergie provenant de la comptonisation des photons de la raie à 511 keV et de la décroissance en trois gammas des atomes de positronium formés. Les spectres correspondant aux deux novæ ont la même structure bien que dans le cas du modèle de nova ONe on observe la raie à 1275 keV du ^{22}Na que l'on ne voit pas pour la nova CO. Pour les deux types de nova, on observe la raie du ^7Be à 478 keV plus intense cependant pour la nova CO à cause de sa plus grande production. Pour chaque spectre il est possible de voir un léger pic vers 170 keV correspondant à l'énergie d'un photon à 511 keV rétrodiffusé à 180° .

La structure $\lesssim 511$ keV est le résultat de l'annihilation des positrons du ^{18}F et de l' ^{13}N avec les électrons de l'enveloppe en expansion. Avant de s'annihiler, les positrons sont thermalisés dans l'enveloppe de la nova jusqu'à une énergie ~ 100 eV. Pour des températures et densités typiques des novæ, les positrons ainsi thermalisés forment un atome de positronium dans $\sim 90\%$ des cas[*Lei87*], alors que dans les $\sim 10\%$ des cas restant ils s'annihilent directement en émettant deux γ de 511 keV correspondant à l'énergie au repos d'un électron. Dans 25% des cas le positronium se forme dans un état singulet correspondant à une orientation anti-parallèle des spins de l'électron et du positron et dans 75% des cas dans un état triplet (spins parallèles). L'état singulet s'annihile en émettant deux γ à 511 keV contribuant à la raie fine alors que l'état triplet s'annihile dans le continuum en trois γ . Le continuum en dessous de la raie à 511 keV a donc pour origine la décroissance de l'état triplet en trois gammas ainsi que la comptonisation des photons de la raie à 511 keV.

L'évolution dans le temps de cette émission ≤ 511 keV est très rapide puisque l'on observe une diminution du flux de deux ordres de grandeur entre 6h et 18h après l'explosion. Il est intéressant de suivre l'évolution du spectre du continuum en fonction du temps. Alors qu'aux premiers instants suivant l'explosion, le spectre est dominé par l'effet Compton, celui-ci s'estompe pour laisser apparaître le spectre typique obtenu par la décroissance de positronium dans son état triplet[*Ore49*].

Courbes de lumière

La Figure 1.7 (à gauche) montre les courbes de lumière (évolution du flux en fonction du temps) associées à l'émission dans la raie fine à 511 keV pour quatre modèles de novæ ainsi que les courbes de lumière de la raie à 511 keV et du continuum

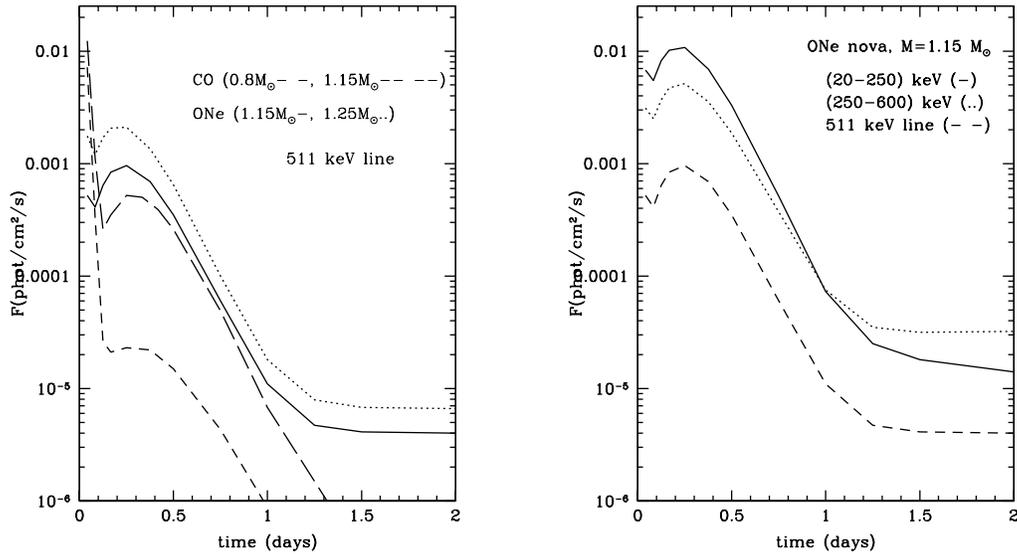


Fig. 1.7: Gauche : Courbes de lumière pour la raie à 511 keV pour 4 modèles de nova explosant à 1 kpc. Droite : Même chose pour le continuum à basse énergie. (D’après [Her01]).

à plus basse énergie pour un modèle de nova ONe (à droite). La première remarque est que cette émission est très courte dans le temps puisqu’un jour après le pic en température, le flux a presque diminué d’un facteur 100. Deuxièmement, le flux dans le continuum est bien plus intense que dans la raie elle-même (environ un facteur 10), ce qui est donc plus favorable pour la détection de cette émission.

Juste après l’explosion, on observe un pic intense correspondant à l’émission de ^{13}N suivi ensuite par l’émission du ^{18}F dont la forme en cloche est directement reliée aux propriétés de l’enveloppe en expansion. En effet, initialement le grand nombre de gammas produits par le ^{18}F ne peut pas sortir de l’enveloppe qui est alors trop opaque, puis à cause de son expansion l’opacité diminue et les gammas peuvent s’échapper avec un flux moins intense à cause de la décroissance du ^{18}F . La phase de transition correspond à la forme en cloche de la courbe de lumière. Une fois l’enveloppe totalement transparente (≈ 10 h après le pic de température), la courbe de lumière suit la décroissance radioactive du ^{18}F . Dans le cas des modèles de nova ONe à partir de ≈ 1 jour après le pic de température, on observe un plateau correspondant à la contribution des positrons venant de la décroissance du ^{22}Na . En principe le flux devrait suivre la loi de décroissance du ^{22}Na ($\tau = 3.75$ ans) mais après une dizaine de jours l’enveloppe devient aussi transparente aux positrons [Gom98] qui s’échappent alors dans le milieu interstellaire.

Un calcul d’ordre de grandeur permet d’estimer le temps au bout duquel l’enveloppe devient transparente à des gammas de 511 keV (flux diminué par $1/e$). La

condition de transparence est atteinte lorsque les photons ne font plus d'effet Compton⁹ avec les électrons du milieu, ce qui se traduit par la relation $n_{e^-} \sigma_{KN} \approx 1$, où n_{e^-} est le nombre d'électrons par unité de surface et σ_{KN} est la section efficace d'interaction de Klein–Nishina pour l'effet Compton. Si l'on considère une enveloppe de masse $M_{ej} \sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ en expansion à la vitesse $v_{exp} \sim 2500 \text{ km.s}^{-1}$ globalement neutre et contenant un nombre égal de neutrons et protons, on obtient le nombre d'électrons par unité de surface et le temps de transparence :

$$n_{e^-} = \frac{1}{2} \frac{M_{ej}}{m_p} \frac{1}{4\pi R^2(t)} \quad \text{avec} \quad R(t) = v_{exp} t \quad \text{soit} \quad t = \frac{1}{v_{exp}} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{M_{ej}}{m_p} \frac{\sigma_{KN}}{4\pi}}.$$

Avec ce calcul simpliste l'enveloppe devient transparente $\lesssim 20$ h après le pic de température ce qui semble raisonnable par rapport à la dizaine d'heures obtenues par les modèles. Cette différence provient essentiellement de la prise en compte du profil des abondances du ^{18}F dans l'enveloppe éjectée dans les modèles.

1.3.2 Techniques de détection

Si la détection des gammas dans les expériences de physique nucléaire est bien maîtrisée depuis le début des années 60, l'astronomie gamma veut en plus faire une image des sources observées : on parle alors de « télescope ». Ce terme n'est pas forcément très adapté puisqu'il correspond à la focalisation du rayonnement électromagnétique, ce qui n'était pas possible jusqu'à présent pour le rayonnement gamma à cause de sa grande pénétrabilité. Les « télescopes » gamma doivent donc être conçus en fonction du mode d'interaction des gammas dans la matière. Dans le domaine en énergie de l'astrophysique nucléaire $E_{\gamma} \leq 10 \text{ MeV}$, l'effet Compton prédomine jusqu'à environ 5 MeV, puis c'est ensuite l'effet de création de paire qui domine ($E_{\gamma} \gtrsim 5 \text{ MeV}$).

Un télescope compton est composé de deux plans de détection séparés par une certaine distance. Dans le premier plan de détection, les rayons gammas sont diffusés par effet Compton vers le deuxième plan de détection où ils sont absorbés par effet photoélectrique. La mesure de l'énergie déposée dans les deux plans de détection (E_1 et E_2) permet de calculer l'énergie totale du photon initial ($E = E_1 + E_2$) et de déduire l'angle ϕ de diffusion Compton à l'aide de la formule simple suivante :

$$\phi = \arccos \left[1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \right].$$

La détermination de la position de la source gamma nécessite ensuite la connaissance de la direction de diffusion Compton, obtenue par la position des interactions dans

⁹C'est le mode d'interaction le plus probable pour des photons de 511 keV.

les deux plans de détection. Cette méthode a été utilisée avec succès pour la première fois avec l'instrument COMPTEL [Sch93] à bord du satellite CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory). L'inconvénient d'une telle méthode est que la direction d'origine du gamma détecté n'est pas définie de manière unique mais selon un cercle. L'intersection de plusieurs de ces cercles (correspondant à plusieurs gammas détectés) est nécessaire pour localiser la position de la source.

Une autre technique de détection consiste à utiliser une modulation spatiale du signal détecté en utilisant un masque codé. Ce masque est composé d'éléments opaques et transparents couvrant le champ de vue. La source de rayonnement gamma projette l'ombre de ce masque sur le plan de détection qui est ensuite déconvoluée pour reconstruire la position de la source. L'utilisation d'une telle technique nécessite que la taille des pixels du plan de détection ne soit pas plus grande que ceux du masque codé sous peine de ne plus avoir une reconstruction unique. Un avantage de cette méthode est qu'elle permet de déterminer en même temps le flux dû à la source (éléments transparents du masque) et au fond (éléments opaques du masque). Cette méthode a déjà été utilisée par le satellite SIGMA et a été choisie pour les deux instruments principaux SPI et IBIS du satellite INTEGRAL (voir plus loin).

Les deux méthodes précédentes sont limitées en sensibilité puisque la surface de collection des gammas est la même que la surface de détection. En effet pour augmenter la sensibilité, il est nécessaire d'augmenter la surface de détection, ce qui augmente par la même le bruit de fond. Cet inconvénient peut être surmonté avec le principe de la lentille gamma [von95] où la surface collectrice est différente de la surface de détection. Cette méthode utilise la diffraction de Laue des gammas par des cristaux placés selon des anneaux concentriques. Les gammas diffractés sont ensuite concentrés vers un détecteur Ge où ils sont détectés. Dans cette configuration, le bruit de fond au niveau du Ge servant à la détection peut être petit alors que la surface collectrice peut être grande. Un prototype d'une telle lentille gamma, CLAIRE, a été testé avec succès lors de vols en ballon. Une mission spatiale MAX sur le même principe est en projet. L'inconvénient d'une telle méthode est que la bande passante en énergie est petite.

1.3.3 Observations jusqu'à présent

Jusqu'à présent aucune détection positive de l'émission gamma des novæ n'a été réalisée malgré de nombreux efforts avec différents instruments et seules des limites supérieures ont pu être déterminées.

- ^{18}F : La particularité de cette émission est qu'elle se produit avant le maximum optique à cause de la faible durée de vie du ^{18}F ($\tau = 158$ min), rendant le pointage d'un satellite vers une nova récemment découverte inutile pour cette émission. Deux analyses ont donc été réalisées *a posteriori* à l'aide des satellites WIND (TGRS) [Har99] et CGRO (BATSE) [Her99b] possédant un large champ

de vue. Les deux études donnent des limites supérieures pour les flux observés de l'ordre de $10^{-3} \gamma \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ totalement compatibles avec les modèles.

- ^{22}Na : Le ^{22}Na étant l'un des meilleurs candidats pour l'observation gamma des novæ puisque produit en quantité et de demi-vie longue, de nombreuses tentatives de détection ont été faites que ce soit pour des novæ isolées (SMM et CGRO/COMPTEL) ou leur émission cumulée (HEAO3, SMM, CGRO/OSSE et CGRO/COMPTEL) sans résultat positif. L'étude de cinq novæ isolées de type ONE[Iyu95] a abouti à des limites supérieures pour la masse éjectée de ^{22}Na de l'ordre de $10^{-8} M_{\odot}$, un petit peu plus grand d'un ordre de grandeur que les modèles. La Figure 1.8 montre les limites supérieures obtenues sur le flux des novæ observées. Pour ce qui est de l'émission cumulée, une étude récente faite avec l'aide de CGRO/COMPTEL[Iyu99, Iyu02] semble indiquer une accumulation d'émission dans le centre galactique. Cependant, d'autres analyses ne voient pas cette émission[Jea01].

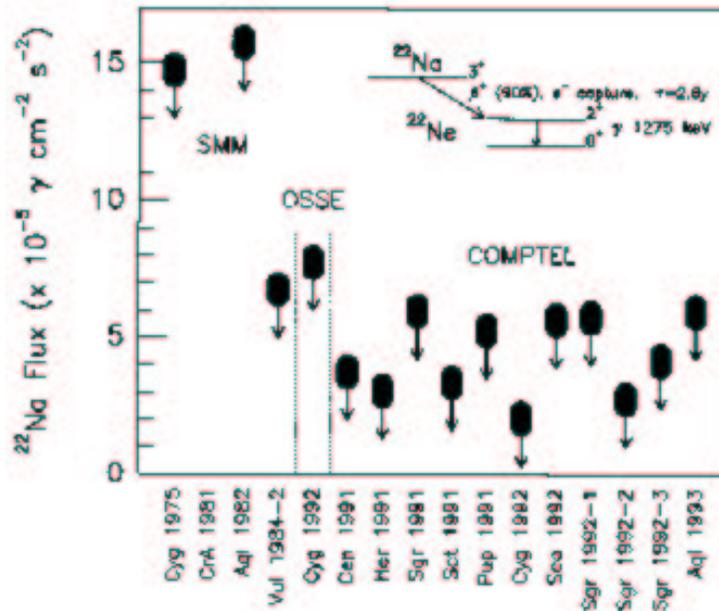


Fig. 1.8: Limites supérieures sur le flux détecté provenant du ^{22}Na pour différentes novæ. D'après [Die98].

- ^7Be : La recherche de la raie à 478 keV du ^7Be a été entreprise à l'aide du satellite SMM (Solar Maximum Mission)[Har91] et de la mission TGRS (Transient Gamma Ray Spectrometer) à bord du satellite WIND[Har01]. Grâce à son orbite très elliptique évitant ainsi les ceintures de radiations de la terre (peu de bruit de fond) ainsi que son détecteur germanium, le satellite WIND a permis d'obtenir des limites supérieures plus contraignantes qu'avec SMM que ce soit

pour des novæ isolées ($F_\gamma \lesssim 6 \times 10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) ou leur émission cumulée dans la direction du centre galactique ($F_\gamma \sim 7.7 \times 10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). En utilisant la relation simple¹⁰ $M_{ej} = F_\gamma 4\pi d^2 \tau \exp(t/\tau) A/\mathcal{N}_a$ reliant la masse éjectée de l'isotope considéré au flux gamma observé, la limite supérieure sur la masse de ^7Be éjectée est de l'ordre de $3 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-8} M_\odot$ [Har01], compatible avec les modèles. Bien que ce ne soit pas une observation gamma, il est intéressant de noter qu'une observation récente de la raie à 6708 Å [Del02] du ^7Li dans Nova Vel 1999 peut être interprétée comme une masse de $\sim 10^{-11/-12} M_\odot$ de Li compatible avec les modèles.

- ^{26}Al : À cause de son trop long temps de vie ($\tau = 10^6$ a) l' ^{26}Al ne peut pas être détecté pour une nova individuelle. Cependant c'est une des premières radioactivités qu'il a été possible de détecter [Mah84] et de cartographier dans la galaxie à l'aide de CGRO (COMPTEL) [Die95]. Cette émission est probablement corrélée à des étoiles jeunes de type Wolf-Rayet ou à des supernovæ de type II, même si une faible contribution (moins de 15%) des novæ n'a pas été exclue.

1.3.4 INTEGRAL

À part le satellite gamma RHESSI dédié à l'observation du soleil, INTEGRAL est actuellement le seul observatoire gamma en orbite. Il mérite pour cela une attention particulière. Lancé avec succès le 17 octobre 2002, il est composé de quatre instruments : le spectromètre SPI, l'imageur IBIS, le moniteur X JEM-X ainsi que le moniteur optique OMC. SPI et IBIS sont dédiés exclusivement à la détection du rayonnement gamma et utilisent tous les deux la technique du masque codé, alors que OMC et JEM-X fournissent les contreparties optiques et X des observations. SPI et IBIS sont largement complémentaires puisque SPI possède une très bonne résolution spectrale avec ses 19 détecteurs germanium de haute pureté (2.3 keV à mi-hauteur à 1.3 MeV) alors qu'IBIS possède une très bonne résolution spatiale (12 minutes d'arc à mi-hauteur).

Le spectromètre SPI est entouré d'un blindage actif de BGO réduisant ainsi considérablement le bruit de fond dû aux gammas ne provenant pas du champ de vue ainsi que des rayons cosmiques interagissant directement dans le BGO. La suppression du bruit de fond ainsi que la bonne résolution spectrale de SPI lui permet d'atteindre des sensibilités pour des raies fines de l'ordre de $2.4 \times 10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à 1 MeV (détection à 3σ pendant 10^6 s). L'utilisation du masque codé de SPI permet de faire de l'imagerie avec une résolution sur la position de 2° . IBIS, quant à lui, est composé de deux plans de détection. Le plan inférieur est composé de 4096 scintillateurs CsI pour la détection de gamma entre 200 keV et 10 MeV (PICSIT) alors

¹⁰L'obtention de masses éjectées précises dépend de la distance de la nova qui est en général rarement bien connue.

que le plan supérieur est composé de 16384 cristaux de CdTe utilisés pour mesurer des énergies entre 15 keV et 400 keV (ISGRI). Les excellentes capacités d'imageur d'IBIS lui sont dues à ses plans de détection fortement pixélisés. La sensibilité atteinte à basse énergie (≈ 100 keV) dans le continuum est de l'ordre de $2 \times 10^{-6} \gamma \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$. Les sensibilités données précédemment correspondent à des valeurs « en vol ».

En combinant la masse d'émetteur gamma synthétisée ainsi que la sensibilité d'INTEGRAL pour la raie émise, il est possible de calculer la distance maximum de détection d'une nova. Celles-ci sont résumées dans le Tableau 1.2 (d'après [Her02c]) pour les sensibilités de SPI et IBIS annoncées avant le vol. Les sensibilités obtenues en vol sont environ quatre fois moins bonnes pour la raie fine du ^{22}Na ($E_\gamma = 1275$ keV) et celle du ^7Be ($E_\gamma = 478$ keV) que celles estimées avant le lancement. Les distances maximales d'observation pour ces deux raies doivent donc être revues à la baisse d'un facteur $\lesssim 2$ par rapport à celles indiquées dans le Tableau 1.2. Cette situation n'est pas aussi critique dans le cas de l'émission du ^{18}F (raie à 511 keV) puisque la sensibilité ne s'est dégradée que d'un facteur ≈ 1.6 , ne changeant la distance maximum de détection que d'environ 30%. Il ressort du Tableau 1.2 que les novæ détectables avec INTEGRAL ne doivent pas être trop éloignées ($d_{max} \lesssim 3$ kpc pour la raie à 511 keV). Ces distances doivent cependant être prises avec précaution à cause de la différence entre la masse éjectée observée et calculée pouvant atteindre un facteur 10, la masse calculée étant plus petite que la masse éjectée. Cela se traduit par une réduction d'un facteur trois sur la distance maximale de détection.

Tab. 1.2: Distances maximales (en kpc) à 3σ de détection des raies et du continuum émis par différents modèles de novæ pour le satellite INTEGRAL [Her02c].

Modèle	$M_{WD}(M_\odot)$	INTEGRAL ^a			
		478 keV	1275 keV	511 keV ^b	(170-470) keV ^b
CO	0.8	0.4	—	0.7	0.4
CO	1.15	0.5	—	2.4	2.0
ONe	1.15	—	1.1	3.7	3.0
ONe	1.25	—	1.1	4.3	3.0

^a Distances calculées avec les sensibilités de SPI et d'IBIS *avant* lancement.

^b Calculé pour une observation de 10h commençant 5h après le pic en température.

Une remarque doit être faite sur la détection de l'émission prompte à ≤ 511 keV. Celle-ci a lieu avant la détection en optique de la nova, et n'est donc pas très adaptée à un instrument de détection de type « télescope » comme INTEGRAL nécessitant

une information précise sur la position de la nova; à moins qu'une nova proche n'explode par chance dans le champ de vue d'INTEGRAL. Une autre possibilité envisagée consiste à détecter un excès de flux dans la raie à 511 keV dans le blindage actif (BGO) d'INTEGRAL[Jea99].

1.4 Autres aspects de la nucléosynthèse des novæ

Les novæ ont initialement été observées dans le domaine optique puis ultraviolet. L'étude des raies d'absorption et d'émission observées a ainsi pu mettre en évidence un mouvement général d'expansion suggérant l'éjection de matière dans le milieu interstellaire. L'étude de ces raies permet d'accéder à la composition de la matière éjectée par la nova et est la source première d'informations sur la nucléosynthèse.

Les méthodes pour extraire la composition de l'éjectat sont différentes selon le moment où est observée l'enveloppe après l'explosion. Lorsque celle-ci est dans la phase nébuleuse (enveloppe transparente aux rayonnements visible et UV), l'identification et le rapport des différentes raies d'émission observées dans les longueurs d'ondes précédentes permet de déterminer les abondances atomiques de l'éjectat. Cette méthode est sensible notamment à la densité et à la température des électrons de l'enveloppe qui sont utilisés pour déduire l'abondance des ions puis celle des éléments[And94]. Une autre méthode récente et indépendante de la précédente ayant donné des résultats similaires consiste à analyser les raies d'absorption obtenues lorsque l'enveloppe de la nova est encore optiquement épaisse[Hau94]. Les abondances ainsi obtenues, bien que parfois différentes pour une même nova, ont cependant toutes la particularité de montrer un enrichissement des éléments CNO par rapport aux abondances solaires. De plus, pour les novæ de type rapide (ONe), des surabondances de néon et d'éléments plus lourds sont observées. Les métallicités¹¹ ainsi déduites sont environ une dizaine de fois plus grandes que la valeur solaire ($Z_{\odot} = 0.02$)[Geh98] ce qui permet d'avoir une indication sur la proportion de mélange entre la matière accrétée et celle de la naine blanche. En effet comme la nucléosynthèse se fait à travers le cycle CNO qui ne crée pas de métallicité mais la redistribue, la métallicité observée correspond à la proportion du mélange initial.

La fréquence d'explosion des novæ étant relativement élevée par rapport à d'autres événements explosifs tels que les supernovæ (environ 4 tous les 100 ans pour les supernovæ de type II), il est légitime de se demander si les novæ contribuent de manière importante à l'enrichissement du milieu interstellaire. Cela peut être estimé en calculant la masse totale de matière éjectée pendant la durée de vie de notre galaxie

¹¹En astrophysique, on appelle « métal » tout élément plus lourd que l'hélium. On définit la métallicité Z comme l'abondance de tous les métaux, soit $X + Y + Z = 1$ où X et Y sont les abondances de l'hydrogène et de l'hélium.

($t_G \sim 10^{10}$ ans). On obtient $M_{tot} = t_G \times M_{ej} \times f_{exp} \sim 10^{10} \times 10^{-4} \times 30 \sim 3 \times 10^7 M_\odot$. Bien que cette masse puisse paraître importante, elle ne représente en fait qu'une faible partie ($\sim 1/250$) de la masse de la matière interstellaire de notre galaxie ($\sim 10^{10} M_\odot$). Pour contribuer sensiblement à l'évolution chimique de la galaxie, l'éjectat des novæ doit donc être enrichi par rapport aux abondances solaires d'un facteur 250, ce qui semble être exclu d'après les métallicités mesurées dans l'éjectat des novæ ($Z \sim 3 - 50 Z_\odot$). Il semble cependant que certains isotopes rares du groupe CNO tels que le ^{13}C , l' ^{15}N et l' ^{17}O ainsi que le ^7Li puissent jouer un rôle important. Dans le cas du ^7Li , l'étude de son abondance en fonction de la métallicité [Rom01] a montré que les novæ devaient être prises en compte mais ne contribuaient pas plus que 20%.

Nous avons vu que l'intérêt d'observer les novæ dans le domaine des rayonnements gamma était entre autre d'accéder à des abondances isotopiques plutôt qu'à des abondances atomiques ce qui donnerait des informations complémentaires sur la nucléosynthèse. Récemment, des indications sur des rapports isotopiques provenant des novæ ont pu être obtenues en analysant cinq grains météoritiques de SiC et deux grains de C [Ama01]. Les sept grains observés jusqu'à présent sont caractérisés par des rapports isotopiques $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ et $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ très faibles, des excès de ^{30}Si et un rapport isotopique $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ presque solaire. La formation de tels grains par les novæ peut être observée de manière indirecte dans le domaine infrarouge (IR) principalement pour les novæ lentes (CO) pour lesquelles la matière est éjectée à faible vitesse et a donc le temps d'interagir avec le milieu interstellaire pour se condenser en grains. Cette mise en évidence de la formation de grains par les observations en IR se traduit par une baisse soudaine de la luminosité visible qui est absorbée par les grains puis réémise dans l'infrarouge. L'étude de cette émission IR permet de déduire certaines propriétés de ces grains comme leur température ou par exemple leur taille. Comme nous l'avons déjà dit ces observations sont potentiellement très importantes pour fournir des indications sur la nucléosynthèse des novæ.

CHAPITRE 2

Dispositif expérimental

2.1 Introduction

L'objet de cette partie est de présenter la méthode et le dispositif expérimental utilisé pour déterminer la largeur protons des deux résonances du ^{19}Ne $E_r = 8$ et 38 keV d'intérêt astrophysique pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Chacun des éléments du dispositif expérimental (faisceau, cible, détecteurs) ainsi que sa calibration en énergie et en temps seront décrits en détail.

2.2 Méthode expérimentale

Plusieurs méthodes directes existent pour mesurer des largeurs particules. Par exemple, on peut envisager la diffusion élastique $^{18}\text{F}(p,p)^{18}\text{F}$ ou la capture radiative $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$. Cependant dans notre cas, les deux résonances $3/2^+$ sont extrêmement proches du seuil proton du ^{19}Ne ($E_r = 8$ et 38 keV) et la barrière coulombienne empêche alors les noyaux de ^{18}F et les protons de se rapprocher ce qui se traduit par des sections efficaces très petites. Une approche par une mesure directe ne semble donc pas possible. Nous nous sommes donc orientés vers les méthodes indirectes et en particulier les réactions de transfert.

La Figure 2.1 montre les deux résonances précédentes dans le ^{19}Ne $E_r = 8$ et 38 keV correspondant aux états excités $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6.419$ et 6.449 MeV, ainsi que leurs états analogues dans le ^{19}F . Le ^{19}F et le ^{19}Ne sont deux noyaux possédant le même nombre de nucléons et ayant un nombre de protons et neutrons inversés ; on les appelle noyaux miroirs. Ces types de noyaux ont la particularité de posséder des états excités dits « analogues » possédant des propriétés spectroscopiques similaires. Ceci est le cas pour les deux niveaux $3/2^+$ du ^{19}Ne $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6.419$ et 6.449 MeV

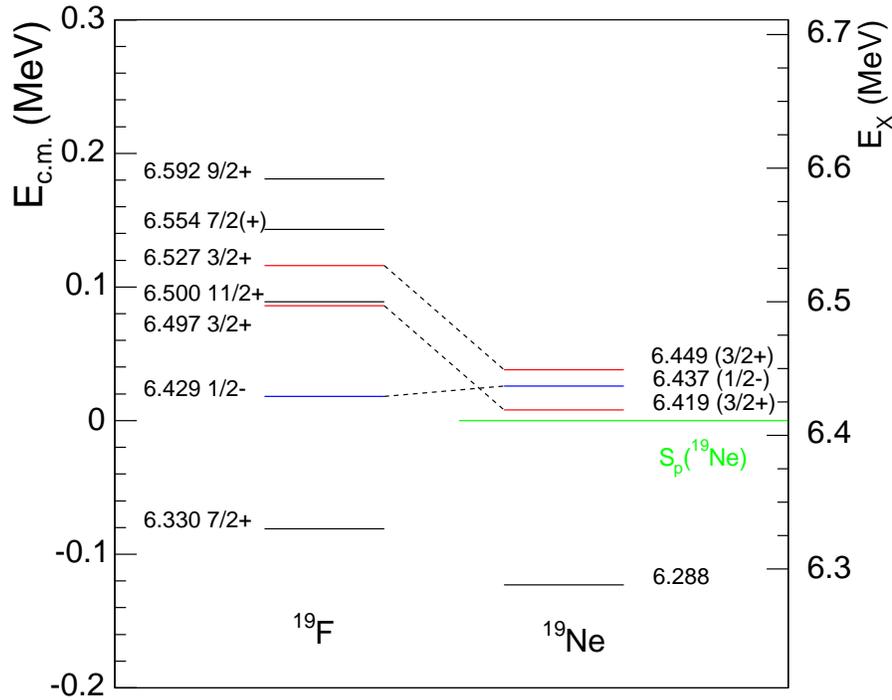


Fig. 2.1: États analogues entre le ^{19}F et le ^{19}Ne .

et ceux du ^{19}F $E_X(^{19}\text{F}) = 6.497$ et 6.528 MeV[Utk98]. Une des particularités de tels niveaux analogues est qu'il est « équivalent »¹, sous réserve que la conservation de l'isospin ne soit pas violée, de déterminer la largeur proton d'un niveau ou la largeur neutron de son niveau analogue. Dans le cas particulier des deux niveaux d'intérêt astrophysique $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6419$ et 6449 keV, déterminer leur largeur partielle proton est donc « équivalent » à déterminer la largeur partielle neutron des deux niveaux du ^{19}Ne $E_X = 6497$ et 6527 keV.

La particularité des réactions de transfert d'un nucléon est qu'elles permettent d'étudier les propriétés spectroscopiques du nucléon transféré. En comparant les distributions angulaires expérimentales obtenues aux distributions angulaires théoriques calculées dans le cadre de la DWBA qui rend compte de tels mécanismes de réaction, il est possible d'extraire le facteur spectroscopique des états peuplés. Le facteur spectroscopique S représente la probabilité avec laquelle peut être décrit un état excité comme un cœur inerte plus le nucléon transféré. Ce facteur spectroscopique

¹voir Annexe B pour les incertitudes liées à une telle pratique.

pique peut être relié facilement à la largeur partielle de la particule transférée dans le cas du transfert d'un seul nucléon (voir Annexe B).

Nous avons choisi d'utiliser une telle méthode et décidé de réaliser une réaction de transfert d'un neutron pour peupler les deux états excités $3/2^+$ du ^{19}F $E_X(^{19}\text{F}) = 6.497$ et 6.528 MeV. La réaction choisie est $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ mettant en jeu un faisceau radioactif de ^{18}F et une cible contenant du deutérium. Cette réaction a été préférée dans un premier temps à la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{n})^{19}\text{Ne}$ car le dispositif expérimental était plus favorable à la détection des protons plutôt qu'à celles de neutrons.

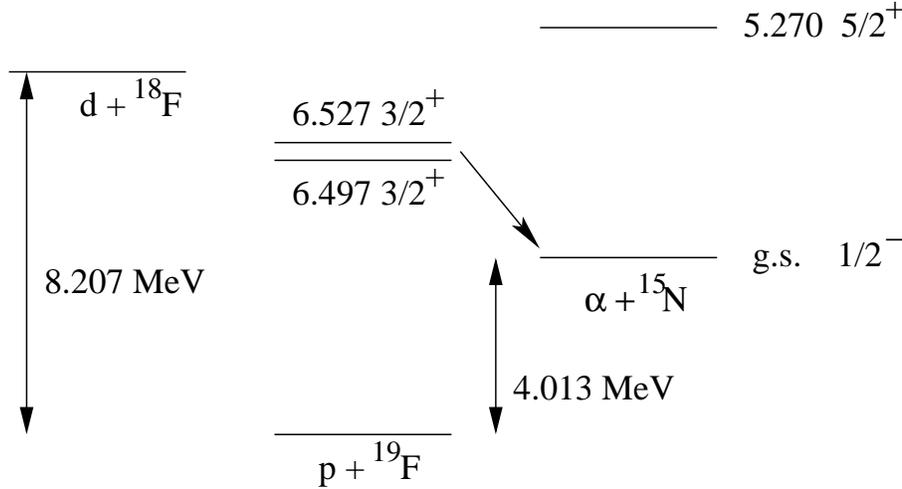


Fig. 2.2: Niveaux d'intérêts astrophysiques dans le ^{19}F

Avant de décrire le dispositif expérimental, il nous semble important de bien connaître les caractéristiques des deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique dans le ^{19}F . La Figure 2.2 représente un schéma de niveaux du ^{19}F pour des énergies d'excitation voisines de 6.5 MeV où figurent les deux niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique $E_X(^{19}\text{F}) = 6.497$ et 6.527 MeV. Ces deux états $3/2^+$ sont au dessus du seuil d'émission α du ^{19}F ($S_\alpha = 4.013$ MeV) et vont donc décroître en émettant un α et un ^{15}N . De plus comme les seuils d'émission neutron ($S_n = 10.432$ MeV) et proton ($S_p = 7.994$ MeV) sont à plus haute énergie, les deux états $3/2^+$ décroissent presque exclusivement dans la voie α avec une faible probabilité de décroissance dans la voie gamma. L' ^{15}N , quant à lui, ne peut être émis que dans son état fondamental puisque son premier état excité se situe à 5.270 MeV, inaccessible depuis le doublet de $3/2^+$. Nous utiliserons donc cette voie de décroissance pour faire une mesure en coïncidence entre les protons et les α ou ^{15}N .

La mesure de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p}\alpha)^{15}\text{N}$ nécessite de faire interagir des noyaux de ^{18}F avec des noyaux de deutérium. Le ^{18}F étant un noyau radioactif de courte période (émetteur β^+ avec $T_{1/2} = 110$ min), il est exclu de l'utiliser comme cible. Nous avons donc choisi d'utiliser un faisceau radioactif de ^{18}F d'énergie incidente 14 MeV dans

le laboratoire (< 1 MeV/A) et des cibles de CD_2 d'épaisseur $100 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ contenant du deutérium. Il faut noter que l'énergie incidente est sous-coulombienne ce qui est peu usuel pour les réactions de transfert dont les énergies incidentes sont plutôt de l'ordre de quelques MeV par nucléon (voir partie 4.3 pour une discussion de ces conditions). Avec les conditions précédentes la réaction se fera en cinématique inverse ce qui jouera un rôle crucial lors de la détermination de la position des détecteurs. La détection des protons, α et ^{15}N se fera avec les détecteurs à barrière de surface LAMP et LEDA.

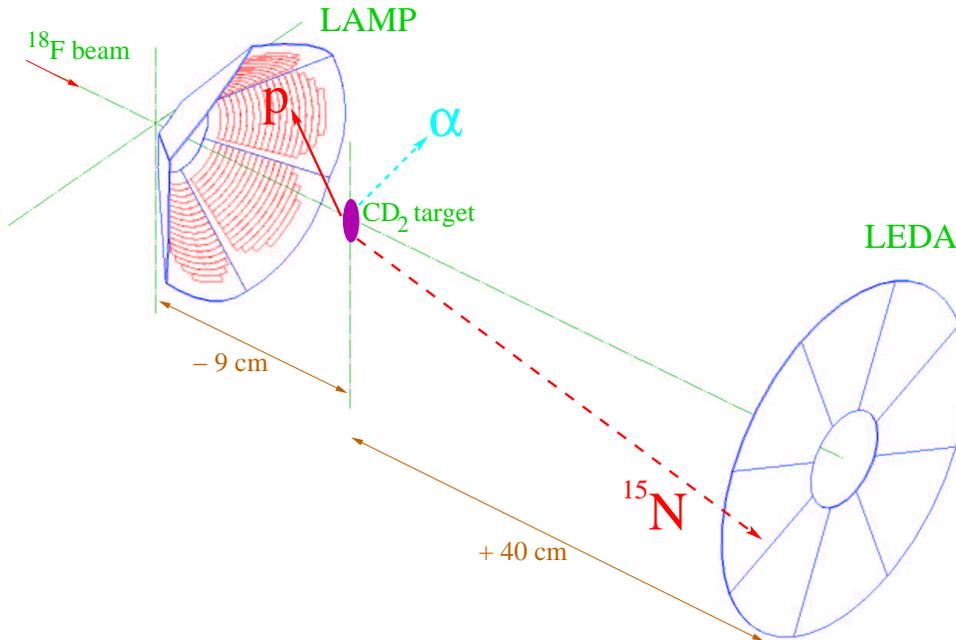


Fig. 2.3: Dispositif expérimental composé de LAMP à l'arrière et LEDA à l'avant dans le laboratoire. Les produits de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ sont représentés pour un cas de coïncidences p - ^{15}N .

Un schéma du dispositif expérimental est présenté sur la Figure 2.3. On peut y voir le détecteur LAMP positionné à l'arrière dans le laboratoire qui détecte les protons issus de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ et le détecteur LEDA placé à l'avant détectant en coïncidence les ^{15}N issus de la décroissance des deux niveaux d'intérêt astrophysique. Chacun des éléments du dispositif expérimental (faisceau, cibles, détecteurs), ainsi que sa calibration en énergie et en temps vont maintenant être décrits en détail.

2.3 Faisceau de ^{18}F

Nous avons utilisé le faisceau de ^{18}F développé par le *Centre de Recherches du Cyclotron* et le *Laboratoire de Tomographie à Positron* à Louvain-la-Neuve en Belgique [Cog99]. Ce faisceau est produit par une méthode de type ISOL (Isotope Separator On Line). C'est à dire que le faisceau radioactif est d'abord produit à l'arrêt puis ensuite post-accélééré contrairement à la méthode de fragmentation où le faisceau radioactif est produit en vol.

2.3.1 Production du ^{18}F

Les noyaux de ^{18}F sont produits par la réaction $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$, les protons étant issus d'un premier cyclotron CYCLONE 30. Ces derniers ont une énergie de 15 MeV et interagissent avec une cible épaisse d'eau enrichie à 97 % en ^{18}O . Au terme de l'irradiation qui dure typiquement 2h les activités atteintes sont très importantes et de l'ordre de 1.5 Ci, ce qui correspond à la dose annuelle autorisée pour le public si l'on se situe à un mètre d'un flacon de ^{18}F pendant 10 minutes!

2.3.2 Chimie du ^{18}F

Le ^{18}F a la propriété chimique d'être très réactif ce qui rend son extraction en ligne et son transport vers la source ECR très peu efficace. Pour remédier à cela, le ^{18}F produit est acheminé à l'*Unité de Tomographie Positron* où il est traité chimiquement pour être mis sous la forme de [^{18}F]-fluorométhane ($\text{CH}_3\ ^{18}\text{F}$) qui est moins réactif. Cette procédure, entièrement automatisée dure environ 40 min. Pendant ce traitement une autre irradiation peut alors commencer.

2.3.3 Ionisation et accélération du ^{18}F

Le [^{18}F]-fluorométhane est alors injecté dans une source ECR pour être ionisé dans l'état de charge 2^+ . L'efficacité d'ionisation reste somme toute très faible ($\approx 0.3\%$ [Cog99]) puisqu'une fois le $\text{CH}_3\ ^{18}\text{F}$ dissocié, le ^{18}F se colle aux parois de la source à cause de sa grande réactivité.

Le $^{18}\text{F}^{2+}$ est alors accéléré avec un second cyclotron CYCLONE. L'obtention d'un faisceau de ^{18}F isotopiquement pur est compliquée par la présence de son analogue isobarique $^{18}\text{O}^{2+}$ ayant une différence de masse relative très faible : $\Delta m/m = 9.9 \times 10^{-5}$. Un réglage fin du champ magnétique de la bobine d'extraction du cyclotron permet de séparer les ions $^{18}\text{F}^{2+}$ des ions $^{18}\text{O}^{2+}$ au détriment du rendement d'accélération qui n'est dans ces conditions que de 0.5 % [Cog99].

²L' ^{18}O est présent naturellement (0.2 %) dans les gaz résiduels de la source ECR.

2.3.4 Caractéristiques du faisceau de ^{18}F

On obtient finalement un faisceau de ^{18}F ayant une énergie de 14 MeV, d'une intensité typique de 2×10^6 $^{18}\text{F}/\text{s}$ et de très faible contamination isobarique : $^{18}\text{O} / ^{18}\text{F} \leq 10^{-3}$. Cette contamination a été mesurée en ayant optimisé les réglages du cyclotron pour le transport du ^{18}F et après avoir attendu 5 périodes de décroissance du ^{18}F . Nous avons alors comparé l'intensité mesurée (provenant de la contamination en ^{18}O) à celle que l'on pouvait mesurer en présence de ^{18}F .

Le faisceau de ^{18}F étant accéléré par un cyclotron, son énergie nominale ainsi que sa distribution en énergie sont relativement mal définies. Il en est de même pour son extension spatiale. Cela est d'autant plus vrai dans le cas du ^{18}F puisque les collimateurs à la sortie du cyclotron sont ouverts au maximum pour avoir une transmission optimale. La distribution en énergie est de $\approx 1\%$ de l'énergie nominale à mi-hauteur (soit ≈ 140 keV) et l'extension spatiale du faisceau en x et en y est d'environ 8 mm à mi-hauteur.

Les intensités obtenues avec le faisceau de ^{18}F ne sont pas suffisantes pour faire de la faisceaulogie et amener les ions $^{18}\text{F}^{2+}$ jusqu'à la chambre de réaction. Cela est donc fait avec un faisceau pilote stable d' $^{18}\text{O}^{2+}$ (contaminant isobarique). Cette procédure est utilisée fréquemment lorsque l'on utilise des faisceaux radioactifs de faible intensité. Nous avons donc pu bénéficier en dehors des périodes de disponibilité du ^{18}F , d'un faisceau d' ^{18}O .

2.4 Cibles de CD_2

Les cibles de deutérium les plus couramment utilisées dans les expériences de transfert avec faisceaux radioactifs sont les cibles de CD_2 sous forme de polyéthylène. Il a été montré pour des cibles de CH_2 que le polyéthylène était plus résistant sous irradiation que le polypropylène [Gal91], bien que la formule chimique $(\text{CH}_2)_n$ soit la même. On s'attend à un comportement identique pour les cibles de CD_2 .

Ces cibles, dont la fabrication est très délicate, ont été réalisées à Louvain-la-Neuve par P. Demaret de la manière suivante. Le polyéthylène se trouve sous forme de poudre et est dissous dans une solution de 1,2,4 trichlorobenzène portée à ébullition pendant 5 à 10 min. La solution est ensuite versée sur un morceau de verre placé sur une plaque chauffante ($\approx 70^\circ\text{C}$) recouverte par un capot pour avoir de la vapeur en saturation. Lorsque l'on voit la fine couche de CD_2 recouvrir la plaque de verre, on la détache avec un solvant et on la découpe ensuite pour la déposer sur les supports de cibles. Les épaisseurs des cibles sont déterminées par la technique de double pesée et sont précises à 10% près. Les cibles de CD_2 que nous avons utilisées avaient toutes une épaisseur d'environ $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Au préalable l'homogénéité des cibles est testée en regardant les couleurs de diffraction de la lumière par les cibles. Si les couleurs sont trop différentes, indiquant des zones d'épaisseur variable, la cible est rejetée.

2.5 Détecteurs LAMP et LEDA

Le détecteur LEDA (Louvain–Edinburgh Detector Array) est un détecteur multi-pistes au silicium fabriqué par Micron Semiconductor Ltd. LEDA est composé de huit secteurs divisés en seize pistes concentriques indépendantes de 4.9 mm de large. La distance entre deux pistes concentriques (inter-piste) n'est seulement que de 100 μm . Les pistes (jonctions p–n) ont une épaisseur de 300 μm , ce qui arrête des protons d'énergie jusqu'à 6 MeV, et sont polarisées avec une tension de 70 V pour obtenir une zone de déplétion du silicium correspondant à son épaisseur. Les pistes sont recouvertes d'une fine couche d'aluminium ($\sim 0.2\mu\text{m}$) agissant comme protection mécanique. Lorsque les huit secteurs sont assemblés, ils forment une configuration annulaire appelée LEDA. Un exemple de secteur est représenté sur la Figure 2.4 ainsi qu'un résumé de ses caractéristiques dans le Tableau 2.1. Si deux secteurs sont enlevés de la configuration de LEDA, les six secteurs restant peuvent être arrangés sous forme de cône à six faces. Cette configuration ayant une forme d'abat-jour s'appelle alors LAMP. L'avantage d'une telle configuration est qu'elle permet de couvrir un angle solide plus important. Cependant la résolution angulaire est moins bonne que LEDA. Nous verrons aussi qu'une telle géométrie est source de divers problèmes.

Tab. 2.1: *Caractéristiques d'un secteur de LEDA*

Épaisseur piste	300 μm
Largeur piste	4.9 mm
Inter-piste	0.1 mm
Épaisseur couche morte	$0.2 \pm 0.1 \mu\text{m}$
Surface active	46 cm^2
Rayon interne	5 cm
Rayon externe	13 cm
Couverture angulaire	$13 \times 41^\circ, 36^\circ, 29^\circ, 19^\circ$

Ces détecteurs permettent de mesurer l'énergie déposée par une particule ainsi que de réaliser des mesures en temps de vol. Une valeur typique de la résolution en énergie d'une piste pour une particule α de 5.5 MeV est de ~ 30 keV à mi-hauteur. La résolution en temps peut quant à elle atteindre ~ 1 ns. Plus de détails seront donnés dans le paragraphe 2.8.

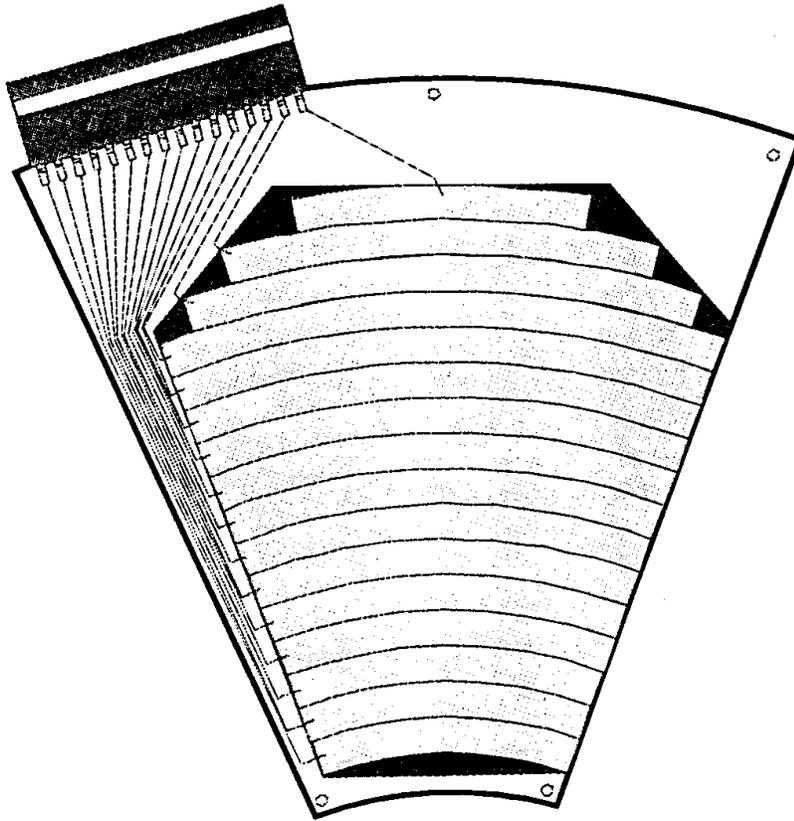


Fig. 2.4: Exemple d'un secteur de LEDA, où l'on peut voir les 16 pistes silicium, ainsi que la connectique allant vers le pré-amplificateur.

2.6 Position des détecteurs

2.6.1 Cinématique inverse

La position des détecteurs dépend largement du type de cinématique que l'on utilise. Lorsque l'on utilise des faisceaux radioactifs où la masse du noyau accéléré [ici $M(^{18}\text{F}) = 18$ u.m.a.] est généralement supérieure à la masse de la cible [ici $M(\text{d}) = 2$ u.m.a.] on est dans un cas de cinématique inverse, contrairement à la cinématique directe où les noyaux cibles sont plus lourds que les noyaux accélérés. La description de ces deux modes de réaction (cinématique directe et inverse) est *strictement* identique dans le centre de masse. Par exemple, la section efficace différentielle à un angle et à une énergie donnés est strictement identique. La différence provient des formules de passage du référentiel du centre de masse au référentiel du laboratoire.

Cela est représenté schématiquement sur la Figure 2.5 où sont comparés le cas d'une cinématique directe et le cas d'une cinématique inverse pour la réaction de

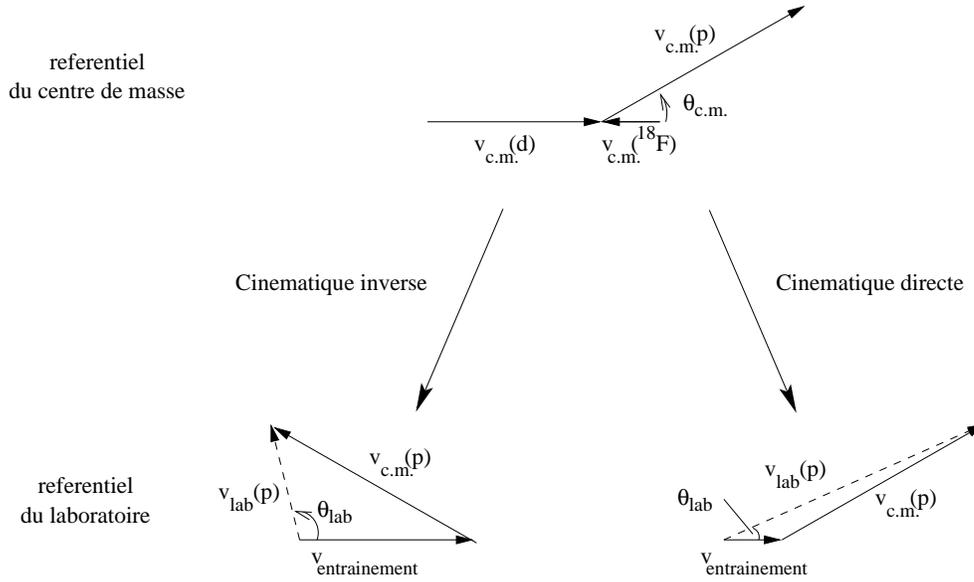


Fig. 2.5: Comparaison d'une cinématique directe et d'une cinématique inverse. Alors que dans le centre de masse la description des deux cinématiques est la même, dans le laboratoire la vitesse d'entraînement est opposée à celle du noyau léger (cinématique directe) ou à celle du noyau lourd (cinématique inverse).

transfert $^{18}F + d \longrightarrow p + ^{19}F$. On s'intéresse au cas où l'on veut détecter un proton à l'avant dans le centre de masse (Figure 2.5 en haut). Pour passer dans le référentiel du laboratoire il est nécessaire de composer la vitesse du proton dans le c.m. à la vitesse d'entraînement : $\vec{v}_{lab}^p = \vec{v}_{c.m.}^p + \vec{v}_{entrainement}$. La norme de \vec{v}_{lab}^p permet d'accéder à l'énergie du proton alors que sa direction permet de connaître son angle d'émission dans le laboratoire (θ_{lab}). La vitesse d'entraînement est égale et opposée à la vitesse du noyau cible dans le centre de masse. Dans le cas d'une cinématique directe, cette vitesse d'entraînement est faible alors qu'elle est grande en cinématique inverse. Ainsi, les angles avant dans le centre de masse correspondent à des angles arrière dans le laboratoire pour une cinématique inverse et à des angles avant pour une cinématique directe. C'est là une des spécificités des expériences avec faisceaux radioactifs qui nécessitent donc des dispositifs expérimentaux adaptés à ce type de cinématique.

À titre d'exemple nous avons représenté sur la Figure 2.6 les courbes cinématiques des protons et du ^{19}F pour la réaction $D(^{18}F,p)^{19}F$ où le ^{19}F est peuplé dans un état excité $E_X = 6.497$ MeV. Dans ces conditions les protons sont émis dans les 4π stéradians alors que le ^{19}F est émis dans un cône focalisé vers l'avant de demi-ouverture $\theta = 6.6^\circ$.

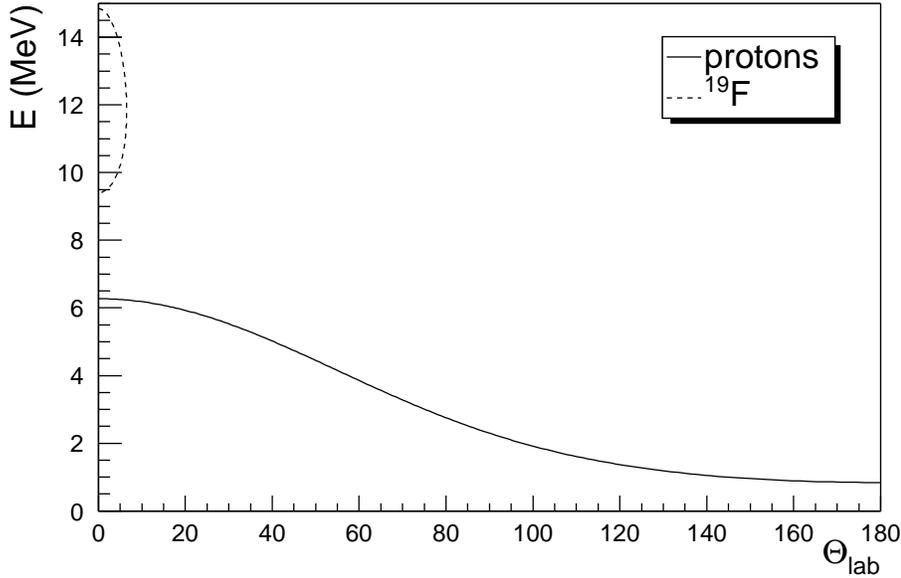


Fig. 2.6: Courbes cinématiques pour la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ et $E_X = 6.497$ MeV.

2.6.2 Optimisation de la position des détecteurs

Nous avons choisi de détecter les protons à l'avant dans le centre de masse, soit à l'arrière dans le laboratoire. Pour cela nous avons préféré utiliser LAMP plutôt que LEDA. En effet de part sa géométrie en forme d'abat-jour, LAMP permet de couvrir un angle solide plus grand que LEDA à distance égale de la cible. De plus, LAMP possède une couverture angulaire plus grande que LEDA ce qui permet de sonder la distribution angulaire des protons sur un intervalle angulaire plus important. Cela permettra donc de mieux contraindre les calculs théoriques de la DWBA et d'extraire des facteurs spectroscopiques plus précis. Toutefois la position de LAMP devra être un compromis entre d'une part la résolution angulaire et d'autre part un angle solide et une acceptation angulaire maximum.

Les deux états $3/2^+$ du ^{19}F sont au-dessus du seuil d'émission α et décroissent donc en $\alpha + ^{15}\text{N}$ (voir paragraphe 2.1). Nous avons profité de cette caractéristique pour placer le détecteur LEDA en aval de la cible pour détecter les ^{15}N ou les α en coïncidences avec les protons détectés à l'arrière par LAMP. Cela permet d'obtenir une mesure des protons plus « propre » en séparant clairement la réaction de transfert $D(^{18}\text{F},p\alpha)^{15}\text{N}$ d'autres réactions contaminantes telles que $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$ qui émet des protons selon la même bande cinématique que $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. En effet les deux réactions de transfert ont des bilans de réaction très similaires³ qui ne permet

³ $Q_{eff}(D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}) = Q_{gg} - E_X = 8.207 - 6.497 = 1.710$ MeV et $Q_{eff}(D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}) =$

pas d'être séparés avec la résolution des détecteurs. De plus les coïncidences permettent de mieux contrôler les protons de basse énergie (≈ 900 keV) qui se situent à la limite du bruit électronique, et d'éliminer les α provenant de la décroissance du ^{19}F . Bien sûr, ces meilleures conditions pour caractériser les protons de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ se feront au détriment de leur taux de comptage par rapport à une mesure sans coïncidence.

Le dispositif expérimental, représenté sur la Figure 2.3 est donc composé de LAMP en amont de la cible de CD_2 qui détectera les protons aux angles arrière dans le laboratoire ainsi que de LEDA aux angles avant qui détectera les ^{15}N ou α en coïncidences.

2.6.3 Simulations

Nous allons maintenant préciser de manière quantitative la position des détecteurs LAMP et LEDA. Pour cela nous utilisons notre modélisation de LAMP et LEDA (voir paragraphe 2.6.5) à laquelle nous rajoutons les ingrédients propres à la cinématique ainsi que l'interaction du faisceau dans la cible et des particules dans les détecteurs.

Faisceau :

Le faisceau de ^{18}F n'ayant ni une énergie ni une position spatiale très bien définies (voir paragraphe 2.3.4), nous avons à chaque fois effectué un tirage aléatoire selon une gaussienne pour l'énergie du faisceau ($\text{FWHM} = 140$ keV) ainsi que la position en x et en y du faisceau par rapport à la cible ($\text{FWHM} = 8$ mm).

Interaction dans la cible :

La cible est découpée en 100 tranches de même épaisseur. On effectue un tirage aléatoire uniforme pour déterminer où se fait l'interaction dans la cible. Le faisceau de ^{18}F est alors ralenti jusqu'à la profondeur d'interaction en utilisant les tables de perte d'énergie de Ziegler et al. [Zie85]. On effectue le calcul de la cinématique et on détermine la direction des particules α et des noyaux d' ^{15}N émis. On prend alors en compte la perte d'énergie de ces noyaux jusqu'à la sortie de la cible.

Detection des particules émises :

On propage ensuite les particules émises jusqu'à ce qu'il y ait une éventuelle interaction avec les détecteurs LAMP ou LEDA. Si c'est le cas, on détermine l'énergie et le temps de vol de la particule que l'on distribue selon une gaussienne pour tenir

1.733 MeV.

compte des résolutions en énergie et en temps des détecteurs. Nous prenons une largeur à mi-hauteur de 30 keV pour l'énergie et de 3 ns pour le temps de vol (voir paragraphe 2.8).

Sections efficaces différentielles d'interaction :

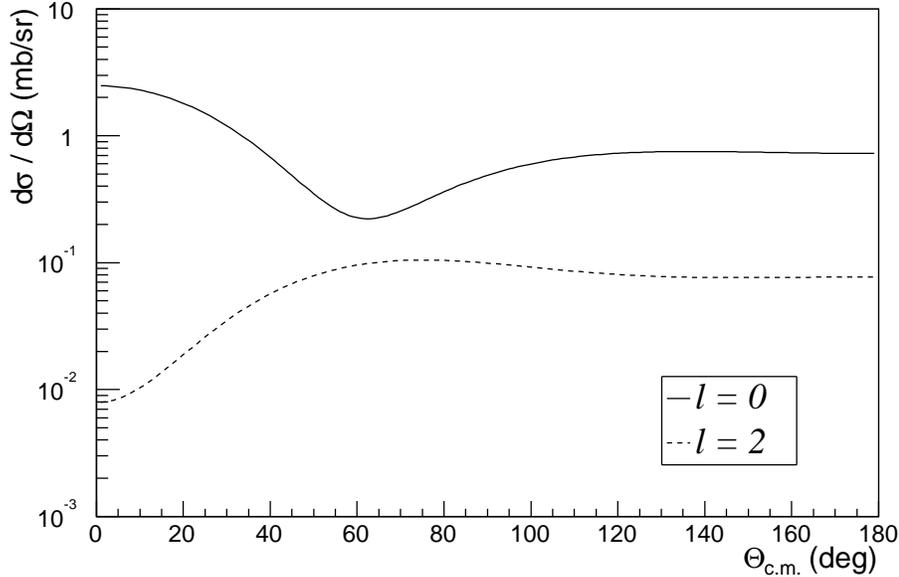


Fig. 2.7: Calcul DWBA dans l'approximation de la portée nulle pour un transfert $l = 0, 2$ pour la réaction $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$ [$E_X(^{19}\text{F}) = 6.527 \text{ MeV}$]. Le cas $l = 0$ a été utilisé lors des simulations. Nous avons pris un facteur spectroscopique égal à 0.1 dans les deux cas. Potentiels optiques : [de 64].

Pour avoir une idée la plus proche possible de la réalité des taux de comptage simulés ainsi que des efficacités de coïncidences, l'ingrédient le plus important est la forme et la normalisation de la section efficace différentielle de la réaction de transfert $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$. Nous avons représenté cette section efficace sur la Figure 2.7 pour un moment angulaire transféré par le neutron $l = 0$ et $l = 2$ ainsi que pour un facteur spectroscopique $C^2S = 0.1$. Plus de détails sur les moments angulaires, les hypothèses de calculs ainsi que les potentiels optiques utilisés seront donnés ultérieurement (voir paragraphe 4.4). La section efficace différentielle dans le cas d'un transfert $l = 2$ s'avère moins importante que pour un transfert $l = 0$ ce à quoi l'on pouvait s'attendre puisque la barrière centrifuge à franchir par le neutron est plus importante dans le cas $l = 2$. Nous avons donc utilisé la section efficace différentielle correspondant à un transfert $l = 0$.

La section efficace différentielle d'émission de l' α par le ^{19}F a par hypothèse été prise isotrope dans le centre de masse dans un souci de simplicité du calcul cinématique. Cette hypothèse sera discutée plus loin (voir paragraphe 4.6.1).

2.6.4 Résultats

LAMP

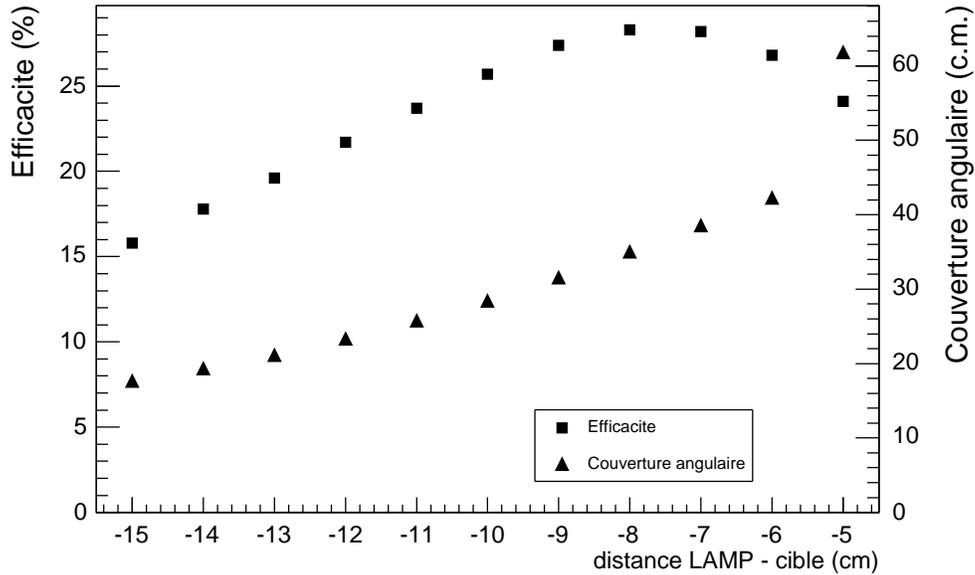


Fig. 2.8: Evolution de l'efficacité de détection et de la couverture angulaire dans le centre de masse de LAMP. Les angles dans le c.m. correspondent à un état excité $E_X(^{19}\text{F}) = 6.527 \text{ MeV}$.

La détermination de la position de LAMP est le résultat d'un compromis entre la résolution en énergie d'excitation et l'efficacité de détection. En effet, plus un détecteur est proche de la cible, plus son efficacité de détection est grande, mais alors sa résolution angulaire et donc sa résolution en énergie d'excitation diminue. Dans notre cas, la contrainte sur l'énergie d'excitation aurait été de résoudre les deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique seulement séparés de 30 keV. Cela est impossible avec les détecteurs dont nous disposons, puisque leur résolution intrinsèque en énergie est déjà $\approx 30 \text{ keV}$ ce à quoi il faut rajouter la résolution angulaire de chaque piste vue depuis la cible (environ 2°). La résolution en énergie d'excitation n'étant donc pas un facteur très contraignant pour le positionnement de LAMP nous avons cherché à optimiser l'efficacité de détection et la couverture angulaire de LAMP. Nous avons représenté sur la Figure 2.8 l'évolution de l'efficacité de détection et de la couverture

angulaire dans le centre de masse en fonction de la distance de LAMP à la cible. On peut constater que plus LAMP est près de la cible et plus la couverture angulaire est grande ce qui se comprend facilement de manière géométrique. Le comportement de l'efficacité de détection est différent et présente quant à lui un maximum vers - 8 cm. Cela vient du fait que les protons sont émis dans le centre de masse selon la fonction $d\sigma/d\Omega \times \sin(\theta)$, où $d\sigma/d\Omega$ est la section efficace différentielle correspondant à un moment angulaire transféré $l = 0$ (voir Figure 2.7). Cette distribution de probabilité possède deux maxima dans le référentiel du laboratoire (un vers les angles avant et l'autre vers les angles arrière. Voir Figure 2.9). En fonction de la position de LAMP le domaine angulaire couvert varie et balaie des portions différentes du maximum se trouvant aux angles arrière. Il existe donc une position optimum pour l'efficacité de détection. Nous avons donc fixé la distance de LAMP à -9 cm de la cible de CD_2 .

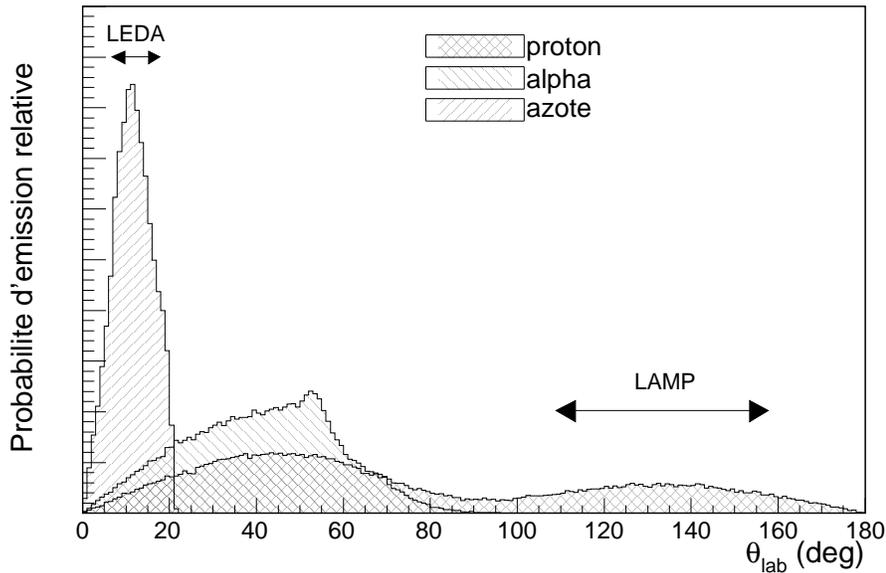


Fig. 2.9: Probabilité d'émission des protons, α et ^{15}N de la réaction $D(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$ dans le référentiel du laboratoire. $E_X(^{19}\text{F}) = 6.527 \text{ MeV}$.

LEDA

Nous allons maintenant positionner LEDA en aval de la cible de CD_2 . Sur la Figure 2.9 sont représentées les probabilités d'émission en fonction de l'angle dans le référentiel du laboratoire des différents noyaux émis lors de la réaction $D(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$. Les noyaux d' ^{15}N sont émis très à l'avant dans un cône d'ouverture $\theta = 22^\circ$ contrairement aux α qui sont émis jusqu'à 90° . En effet dans le référentiel du centre de

masse lié au ^{19}F , la vitesse des noyaux d' ^{15}N est plus faible que celle des particules α . Lorsque l'on passe dans le référentiel du laboratoire, le noyau lourd (ici l' ^{15}N) est donc toujours émis dans un cône d'ouverture plus petit que le noyau léger (ici l' α). Cela nous a donc amené à utiliser LEDA pour détecter les ^{15}N en coïncidence avec les protons détectés par LAMP. Notons qu'il y aura aussi des événements de coïncidences de type p- α qui seront séparés des événements de type p- ^{15}N par mesure de temps de vol. Nous avons représenté sur la Figure 2.10 l'évolution de l'efficacité de coïncidences p- ^{15}N lorsque la position de LAMP est fixée (-9 cm) et lorsque l'on fait varier la position de LEDA. La position de LEDA semble optimum pour une distance comprise entre 40 et 45 cm. La forme de la courbe s'explique de la même manière que pour LAMP, c'est-à-dire que le maximum d'efficacité de détection est atteint lorsque l'acceptance angulaire de LEDA couvre un domaine angulaire où la probabilité d'émission des noyaux d' ^{15}N est maximum. Nous avons placé LEDA à une distance de 40 cm en aval de la cible de CD_2 .

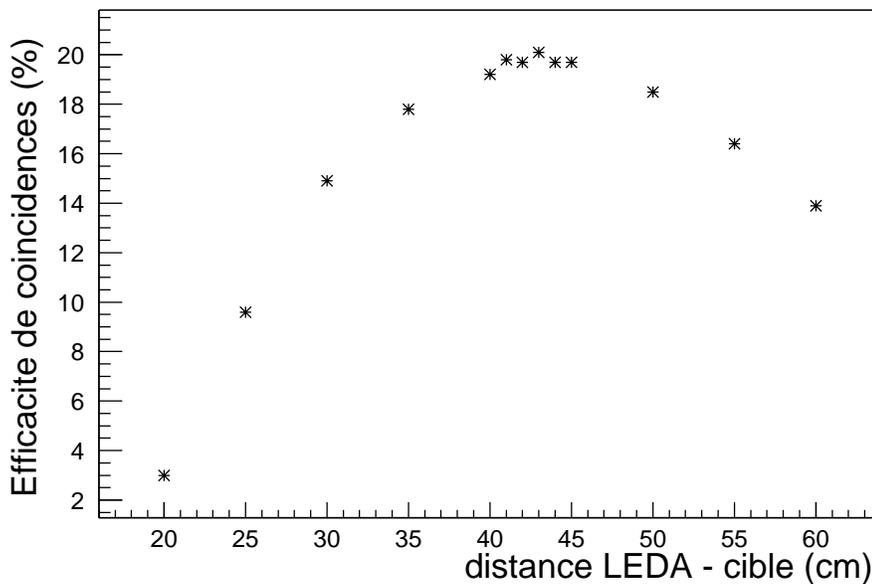


Fig. 2.10: Evolution de l'efficacité de coïncidences p- ^{15}N en fonction de la distance de LEDA à la cible. LAMP se trouve à -9 cm de la cible.

Nous avons vu précédemment que la résolution en énergie d'excitation obtenue avec LAMP ne nous permettrait pas de séparer les deux états $3/2^+$ ($\Delta E = 30$ keV) d'intérêt astrophysique. Cependant il faut s'assurer que ces deux états soient bien séparés des états voisins les plus proches, qui sont $E_X = 6.330$ MeV ($\Delta E = -197$ keV) et $E_X = 6.787$ MeV ($\Delta E = +260$ keV). La position des détecteurs étant fixée, la résolution dépend essentiellement de l'épaisseur de la cible de CD_2 . Plus la cible est

épaisse, plus l'énergie à laquelle se fait l'interaction dans la cible varie à cause des pertes d'énergie et plus la résolution en énergie d'excitation se dégrade. Cependant une cible épaisse est synonyme de taux de comptage plus élevé. Il nous a semblé important de pouvoir bien séparer les différents états excités du ^{19}F . Pour cela nous nous sommes fixé une résolution en énergie d'excitation d'environ 100 keV à mi-hauteur. C'est ce que l'on obtient pour des épaisseurs de cibles de CD_2 de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Cela nous est apparu comme un bon compromis entre résolution et taux de comptage.

2.6.5 Angle solide

Pour obtenir des sections efficaces différentielles absolues, il est important de connaître l'angle solide de chaque piste vue depuis la cible ainsi que sa position moyenne angulaire. En général, on détermine l'angle solide expérimentalement à l'aide d'une source radioactive dont on connaît l'activité ou à l'aide d'une réaction nucléaire bien connue. Cela est cependant beaucoup plus difficile à mettre en œuvre lorsque l'on requiert des coïncidences comme dans notre cas. La seule solution est alors de déterminer les angles solides et les efficacités de coïncidence par simulation Monte-Carlo.

LEDA :

Le cas de LEDA est relativement facile puisque le détecteur est plan et à symétrie cylindrique (voir Figure 2.11). Les angles solides et les angles moyens se calculent alors de manière analytique.

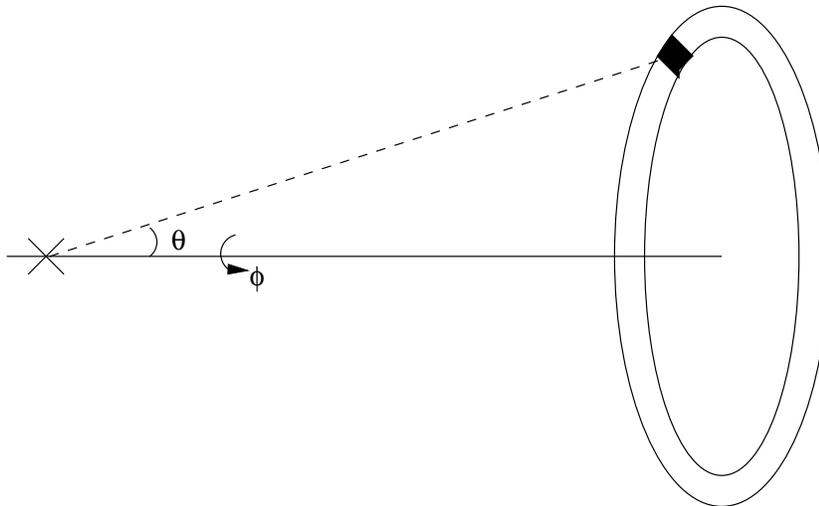


Fig. 2.11: Angle solide de LEDA

On a pour l'angle solide la relation :

$$\Delta\Omega = \Delta\varphi (\cos\theta_{min} - \cos\theta_{max}) \quad (2.1)$$

LAMP :

Dans le cas de LAMP la géométrie est beaucoup plus compliquée du fait que les secteurs sont inclinés d'environ 45° par rapport à l'axe du faisceau. Les pistes annulaires sont alors vues depuis la cible comme des morceaux d'ellipsoïdes. Dans cette géométrie le calcul analytique est difficile et nous avons préféré une approche par simulation Monte-Carlo.

Pour cela, nous effectuons un tirage aléatoire et isotrope de particules depuis la cible dans les 2π stéradians où se trouve placé LAMP. Chaque particule est émise dans une direction déterminée par un angle polaire θ et un angle azimutal φ . La particule est ensuite propagée dans la direction de LAMP. Dans le cas où la particule interagit dans LAMP, on détermine le secteur et la piste touchée. En faisant le rapport entre le nombre de particules détectées dans une piste et le nombre total de particules générées, on obtient l'angle solide de cette piste. Ce calcul tient compte de l'inter-piste ainsi que des différentes ouvertures azimutales des pistes pour laisser passer la connectique vers les préamplificateurs (voir Figure 2.4 et Tableau 2.1).

Pour valider notre méthode de calcul, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus dans l'article de Davinson et al.[Dav00] où est décrit la géométrie et les caractéristiques de LAMP et LEDA. Pour être dans des géométries équivalentes nous avons placé l'arrière du détecteur LAMP à 9.5 cm de la cible. L'accord entre notre méthode de calcul et les résultats de Davinson et al.[Dav00] est toujours meilleur que 3% excepté pour la piste la plus externe (piste 0). De plus nous retrouvons exactement la même valeur d'angle solide total couvert par LAMP : $\Delta\Omega = 2.94$ msr. Le très bon accord obtenu avec les résultats de Davinson et al.[Dav00] nous incite à penser que nous avons une bonne compréhension de la géométrie de LAMP et que notre simulation est fiable.

Par la suite, nous avons utilisé de manière intensive cet outil pour calculer les angles solides, les efficacités de coïncidences pour chaque piste ou encore la position des détecteurs. De plus notre méthode est suffisamment modulable pour pouvoir tenir compte facilement d'effets de source non ponctuelle ou de tâche de faisceau.

La Figure 2.12 montre des exemples d'angles solides calculés avec la simulation cinématique précédente pour différents états excités du ^{19}F peuplés par la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$. Que ce soit en « singles » ou des coïncidences, l'angle solide est d'autant plus grand que l'état excité du ^{19}F considéré est de basse énergie, ce qui se comprend facilement puisque l'énergie des protons associés est alors grande ce qui leur permet d'être émis largement à l'arrière dans le laboratoire où est placé LAMP. La forme de l'angle solide en fonction de la piste de LAMP est dictée par la géométrie des

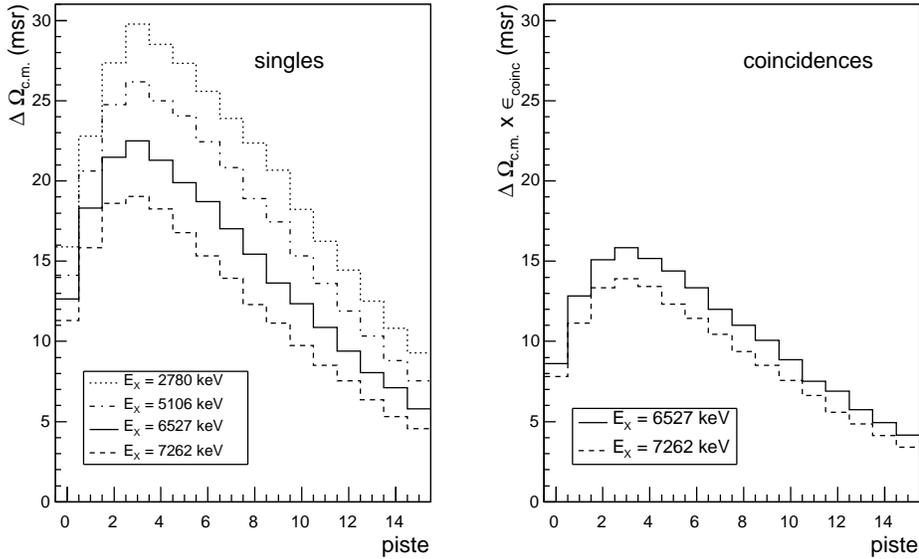


Fig. 2.12: Calculs d'angles solides dans le centre de masse pour les 16 pistes d'un secteur de LAMP situé à -9 cm de la cible. Différents cas d'états excités du ^{19}F peuplés par la réaction $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$ sont représentés. Gauche : cas des « singles ». Droite : cas des coïncidences $p\text{-}^{15}\text{N}$.

secteurs de LAMP (voir Figure 2.4). La comparaison des parties gauche et droite de la Figure 2.12 ($E_X(^{19}\text{F}) = 6527$ et 7262 keV) indique que les efficacités de coïncidences $p\text{-}^{15}\text{N}$ sont élevées et de l'ordre de 70%.

Les caractéristiques importantes du dispositif expérimental utilisé sont résumées dans le Tableau 2.2. Nous retiendrons que l'efficacité de coïncidence globale $p\text{-}^{15}\text{N}$ entre LAMP et LEDA est d'environ 20% ce qui n'est que légèrement réduit par rapport à l'efficacité de détection des protons dans LAMP seul. En effet LEDA détecte la plus grande partie des ^{15}N émis par la décroissance du ^{19}F (64%).

2.7 Électronique

Une électronique compacte et modulaire spécifique à LEDA et LAMP a été développée par le groupe d'Edinburgh et le groupe de micro électronique du Rutherford-Appleton Laboratory. Les 16 voies de chaque secteur sont reliées à un même préamplificateur de charge (RAL108) directement positionné à l'extérieur de la chambre de réaction pour minimiser la longueur des câbles. La sortie de chaque préamplificateur est reliée à deux amplificateurs/discriminateurs de huit voies (RAL109). Chaque amplificateur donne alors deux sorties par piste, une sortie analogue qui est

Tab. 2.2: Caractéristiques du dispositif expérimental pour la réaction $D(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$ et un état excité du ^{19}F $E_X = 6.497 \text{ MeV}$

	LAMP	LEDA
<u>Géométrie</u>		
Distance à la cible	-9 cm	40 cm
Acceptance angulaire (lab)	47°	9.6°
Intervalle angulaire (lab)	110° – 157°	7.8° – 17.4°
Intervalle angulaire (c.m.)	12.8° – 44.6°	—
<u>Efficacité de détection (simulation)</u>		
<u>Singles</u>		
Protons	27.3%	4.5%
α	—	7.3%
^{15}N	—	64.3%
<u>Coïncidences</u>		
p- ^{15}N	19.5%	
p- α	2.2%	

envoyée vers les ADC et une sortie logique ECL qui est envoyée vers le « trigger ».

Le « trigger » ou signal de déclenchement de l'acquisition est constitué d'une union logique (« OR ») des 128 pistes de LEDA et des 96 pistes de LAMP validée par une impulsion de la HF du cyclotron. Afin d'éviter que l'acquisition ne traite un événement alors que le précédent n'est pas encore terminé, le candidat trigger arme une bascule qui est relâchée lorsque l'événement est traité. Lorsque le candidat trigger est accepté et passe cette bascule, il déclenche à la fois une porte (« gate ») pendant laquelle sont lus les ADC et le signal « start » et « common stop » des TDC.

Une échelle compte le nombre de candidats triggers et une autre compte le nombre de candidats acceptés. Le rapport de ces deux échelles au cours de l'expérience permet de suivre l'évolution du temps mort. Typiquement, nous avons observé un temps mort moyen d'environ 10%. Nous avons de plus pu vérifier que le temps mort était corrélé avec l'intensité du faisceau. Plus celle-ci était grande et plus le temps mort l'était aussi.

2.8 Calibration du dispositif expérimental

Avant de pouvoir utiliser ce dispositif expérimental, il faut au préalable le calibrer en énergie et en temps. Ce sera l'objet des deux prochains paragraphes.

2.8.1 Calibration en énergie

Les 224 pistes de LEDA et LAMP sont reliées individuellement à un préamplificateur et à un amplificateur qui n'ont pas les mêmes gains en énergie. Il est donc nécessaire d'aligner les gains pour pouvoir ensuite sommer les spectres de chaque piste où peu de statistique est attendue à cause de l'utilisation d'un faisceau radioactif de ^{18}F .

Tab. 2.3: *Énergie des différents pics α pour chaque isotope de la source ainsi que rapport de branchement.*

	E_1 (MeV)	E_2 (MeV)	E_3 (MeV)
^{239}Pu	5.156 (73.3%)	5.144 (15.1%)	5.106 (11.5%)
^{241}Am	5.485 (85.1%)	5.442 (13.3%)	5.388 (1.6%)
^{244}Cm	5.804 (76.4%)	5.762 (23.6%)	

La détermination des gains a été réalisée à l'aide d'une source triple α de ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.3. On peut trouver dans la littérature des valeurs assez éparées pour les rapports de branchement ainsi que pour les valeurs en énergie des pics. Nous avons pris les références les plus récentes pour chaque isotope de la source : ^{239}Pu [NDS92], ^{241}Am [NDS95] et ^{244}Cm [TOI91].

La Figure 2.13 présente un spectre typique α dans LAMP. On remarquera la bonne résolution de LAMP puisqu'on arrive à distinguer les trois pics de l' ^{241}Am . Chaque groupe de pic est ajusté séparément par deux ou trois gaussiennes selon son nombre de composantes. Les paramètres libres de l'ajustement sont les positions des centroïdes, l'amplitude de la composante la plus intense, ainsi que sa largeur qui est la même pour chaque composante du pic. Les rapports de branchement sont fixés. Le gain moyen sur toutes les pistes de LAMP est ≈ 3.1 keV/canal ce qui fait une pleine échelle d'environ 12 MeV (les ADC possèdent 4096 canaux) ce qui est largement supérieur à l'énergie des protons que l'on cherche à détecter ($E_p < 1.8$ MeV). Pour le cas de LEDA, cette échelle n'est pas adaptée puisque les ^{15}N peuvent avoir des énergies qui atteignent 15 MeV. Nous avons donc changé le gain des amplificateurs RAL109 pour avoir une gamme de pleine énergie plus étendue. Dans ces conditions la moyenne des gains pour les pistes de LEDA obtenus avec la source triple α est de ≈ 11.3 keV/canal.

Afin de pouvoir utiliser cette calibration pour les protons, il faut tenir compte de la perte d'énergie des α dans la couche morte d'aluminium de LAMP et LEDA. Cela est pris en compte au moment de la reconstruction en énergie d'excitation des protons détectés dans LAMP sous la forme d'un offset moyen de 50 keV pour toutes les pistes de LAMP. C'est en effet la perte d'énergie moyenne de particules α dans les $0.3 \mu\text{m}$ d'aluminium de la couche morte. La perte d'énergie s'étale en fait entre

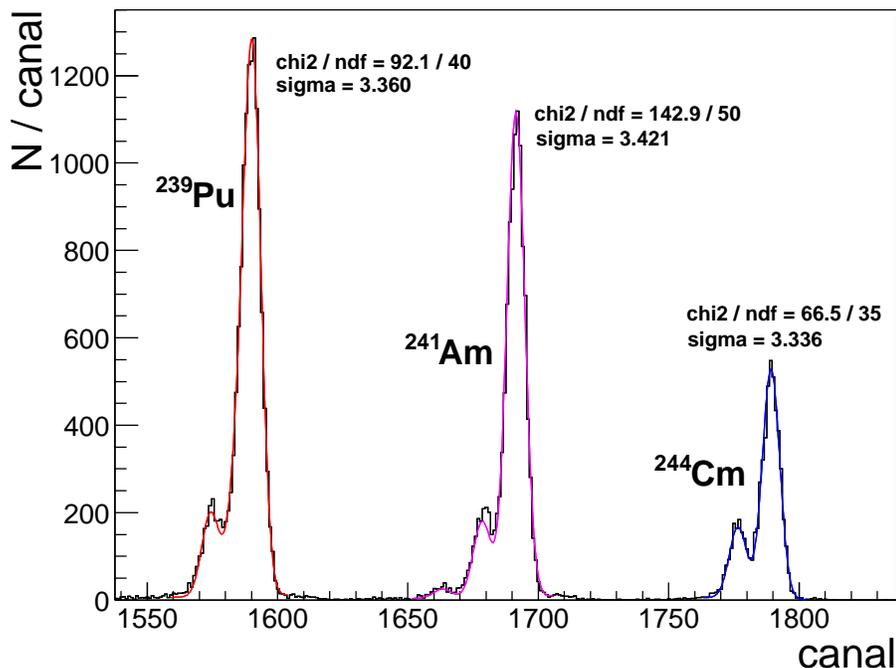


Fig. 2.13: Spectre typique de calibration en énergie pour LAMP.

45 et 55 keV puisque chaque piste de LAMP est vue sous un angle différent depuis la cible ce qui va donc correspondre à des épaisseurs d'aluminium traversées différentes. Une raison supplémentaire d'avoir traité la couche morte de cette manière est que la position de la source⁴ ne correspond pas à la position de l'impact du faisceau que l'on ne connaît pas bien. Le fait de prendre en compte l'effet de la couche morte uniquement par un offset revient à négliger le changement de gain qui proviendrait du fait que des α de 5.156, 5.485 et 5.804 MeV n'ont pas la même perte d'énergie dans la couche morte d'aluminium (effet de moins de 0.6% sur le gain).

Les énergies des particules α utilisées varient entre 5 et 6 MeV, ce qui se trouve à plus haute énergie que les protons que nous voulons détecter ($E_p < 1.8$ MeV). Avant d'utiliser cette calibration, il faut donc s'assurer que les pistes ont bien un comportement linéaire. Pour cela nous avons utilisé un générateur de grande précision (BNC PB-4) délivrant des impulsions calibrées. Nous avons envoyé vers les préamplificateurs une série d'impulsions d'amplitudes différentes et nous avons vérifié que nous avons une régression linéaire entre l'amplitude des impulsions et leurs positions en canaux. Pour s'affranchir de cette méthode « indirecte » il eut été préférable d'avoir

⁴que l'on peut déterminer relativement précisément en analysant la différence de statistique pour six pistes de LAMP appartenant à une même couronne.

un point de référence à basse énergie que l'on puisse utiliser pour la calibration. Malheureusement les sources α de basse énergie sont peu courantes et l'utilisation de réactions connues nécessite une très bonne maîtrise de la position de LAMP par rapport à la cible ainsi que de l'épaisseur de la couche morte d'aluminium.

L'étude des spectres α permet aussi d'accéder à la résolution en énergie de chaque piste. Pour cela nous avons moyenné la résolution des trois pics utilisés pour la calibration. La résolution moyenne pour LAMP est de 28 keV à mi-hauteur et de 30 keV à mi-hauteur pour LEDA. Il est possible d'estimer la contribution de l'électronique à cette résolution en étudiant les données obtenues à l'aide du pulser : on obtient 6 keV de résolution. Nous avons vérifié que les gains, les offsets et les résolutions n'avaient pas changé pendant l'expérience en comparant des séries de calibration effectuées avant et après la prise de données.

2.8.2 Calibration en temps

L'alignement des gains dans LAMP et LEDA s'est effectuée avec le pulser. Nous avons envoyé systématiquement dans les préamplificateurs des impulsions que nous avons retardé régulièrement par pas de 50 ns. Une régression linéaire entre la position des pics en canaux et les retards des différentes impulsions donne accès au gain qui en moyenne, dans LAMP comme LEDA, vaut ≈ 0.496 ns/canal ce qui est en très bon accord avec les 0.5 ns/canal annoncés par le constructeur des TDC. Il est important pour la suite de disposer d'une calibration absolue en temps pour pouvoir analyser des spectres bidimensionnels temps de vol-énergie regroupant toutes les pistes de LAMP ou LEDA. Pour effectuer cette calibration absolue, il est nécessaire d'avoir une référence dont on connaisse la position dans le TDC et dont on puisse calculer précisément le temps de vol depuis la cible.

Dans le cas de LEDA, cela est relativement aisé puisque la majorité des événements correspond à la diffusion élastique du faisceau de ^{18}F sur le ^{12}C présent dans les cibles de CD_2 . Un spectre en temps de vol typique à un angle donné ($\theta = 15.7^\circ$) est montré sur la Figure 2.14. On voit clairement le pic correspondant aux noyaux de ^{18}F diffusés par le ^{12}C . Ce pic se trouve au milieu d'une gamme du TDC comprise entre les canaux 650 et 810, ce qui correspond à une fenêtre en temps de $(810 - 650) \times 0.496 = 79.4$ ns qui n'est autre que la valeur de la pulsation de la haute-fréquence du cyclotron. Nous avons donc déterminé la position du pic de diffusion élastique et calculé le temps que met un noyau de ^{18}F pour atteindre chaque piste de LEDA depuis la cible. Dans le cas de la piste n° 3 (Figure 2.14), les noyaux de ^{18}F sont détectés avec une énergie de 10.3 MeV qui correspond à une énergie réelle de 10.9 MeV compte tenu de la perte d'énergie (600 keV) dans la couche morte. Le temps de vol est alors calculé par la relation classique $t_{vol} = d\sqrt{m/2E}$, où d est la distance de la cible à la piste touchée, m est la masse du ^{18}F et E son énergie. On obtient alors une valeur du temps de vol $t_{vol} = 38.5$ ns qui permet de calibrer de manière absolue

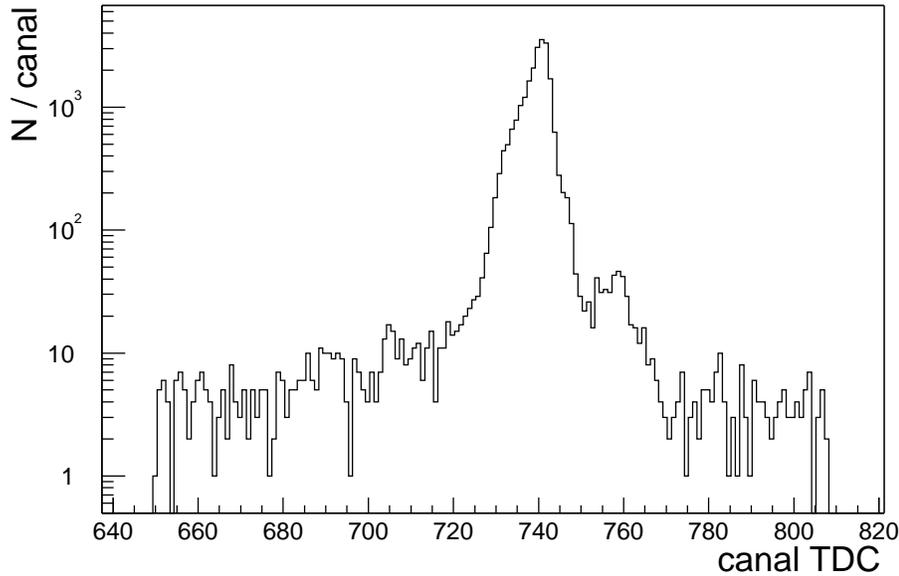


Fig. 2.14: Spectre typique de calibration en temps dans LEDA (piste n° 3). Le pic correspond à la diffusion élastique $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$.

cette piste.

Le cas de LAMP est plus délicat car la statistique est beaucoup moins importante à l'arrière que dans LEDA. En effet LAMP ne détecte principalement que les protons de la réaction de transfert $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ ce qui ne permet pas d'avoir de pics assez intenses dans les spectres en temps de vol. Nous avons alors utilisé des données obtenues avec le faisceau d' ^{18}O sur une couche mince d'or ($\approx 10\mu\text{g}/\text{cm}^2$) déposée sur un support épais de carbone. Les noyaux d' ^{18}O sont diffusés élastiquement par l'or et détectés dans LAMP. Les spectres en temps de vol obtenus sont très similaires à ceux de LEDA (voir Figure 2.14) et une procédure identique à celle décrite précédemment nous a permis d'obtenir une calibration absolue en temps de vol. Cependant nous nous sommes rendus compte par la suite qu'il y avait un décalage systématique entre la position des fenêtres en temps pour des runs avec le faisceau de ^{18}F ou d' ^{18}O mettant probablement en cause un réglage différent du timing pour les deux faisceaux. La calibration en temps de vol dans LAMP n'est donc en fait pas absolue. Cela ne nous gêne pas outre mesure puisque le plus important est que les pistes soient toutes alignées entre elles.

3.1 Introduction

Dans cette partie nous présentons les différentes étapes permettant d'obtenir les distributions angulaires des deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique situés aux énergies d'excitation à $E_X = 6.497$ et $E_X = 6.527$ MeV dans le ^{19}F . Il s'agira d'identifier les produits de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}(\alpha)^{15}\text{N}$ et de reconstruire l'énergie d'excitation du ^{19}F pour sélectionner les deux états $3/2^+$. Nous apporterons un soin particulier à l'étude de l'influence des paramètres servant à cette reconstruction tels que la position précise des détecteurs, l'énergie du faisceau ou encore les pertes d'énergie dans la cible et dans la couche morte des détecteurs.

Après avoir normalisé les données, nous montrerons les distributions angulaires des deux états $3/2^+$ ainsi que pour les autres états excités peuplés par la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$. Nous montrerons aussi les résultats obtenus avec le faisceau pilote d' ^{18}O .

3.2 Identification des réactions

La première étape pour obtenir des distributions angulaires est d'identifier les événements provenant de la réaction de transfert $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p}\alpha)^{15}\text{N}$. Pour cela nous avons utilisés les données obtenues en coïncidences entre LAMP et LEDA que nous avons projetées dans un spectre bidimensionnel $E_{LAMP} \times E_{LEDA}$ (Figure 3.1) où l'on peut distinguer plusieurs nuages de points correspondant à différentes réactions. Les quatre nuages de points entourés par des traits pleins (zones 1, 2, 3 et 5) montrent une corrélation linéaire entre l'énergie détectée dans LAMP et celle détectée dans LEDA indiquant un processus à deux corps dans la voie de sortie, alors que pour

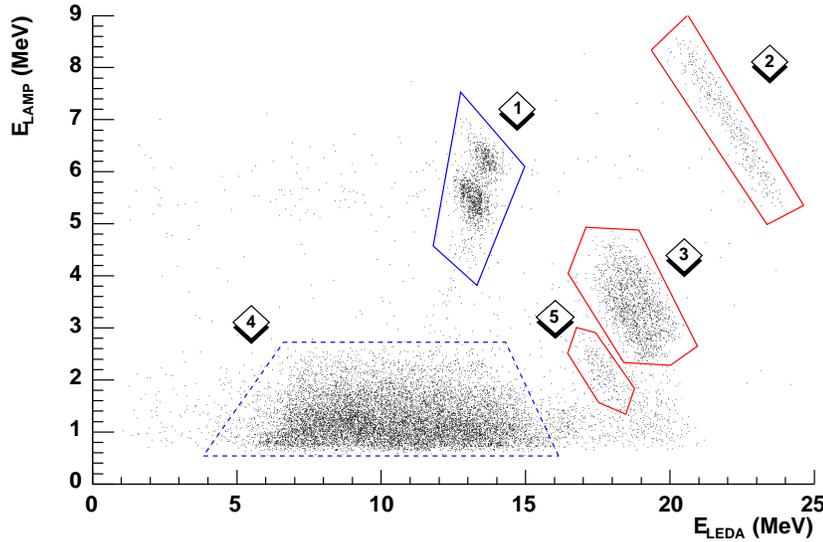
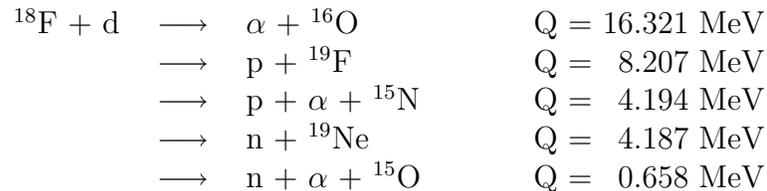


Fig. 3.1: Spectre en coïncidence $E_{LAMP} \times E_{LEDA}$ obtenu avec le faisceau de ^{18}F . On peut y distinguer cinq zones distinctes. Trois correspondent à la réaction $D(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$ (zones 2, 3, 5), et deux à la réaction d'intérêt $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$ (zones 1 et 4).

la zone en trait pointillé (zone 4), aucune corrélation n'est apparente. Cette partie du spectre correspond à une réaction impliquant trois corps dans la voie de sortie. Nous montrerons dans la suite qu'il s'agit de la réaction de transfert $D(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$ qui nous intéresse.

Chaque nuage de points correspond à un type de réaction entre le ^{18}F d'une part et le carbone ou le deutérium de la cible d'autre part. Grâce à la grande pureté du faisceau de ^{18}F , aucune réaction avec l' ^{18}O n'a été observée lors des runs de ^{18}F . L'énergie incidente du ^{18}F est seulement de 14 MeV dans le laboratoire (1.4 MeV dans le centre de masse), ce qui est en dessous de la barrière coulombienne du système $^{18}\text{F} + d$ ($B_C = 2.6$ MeV) ou du système $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$ ($B_C = 12.2$ MeV). Beaucoup de réactions de type fusion-évaporation qui sont énergétiquement possibles sont alors supprimées. Ainsi, peu de voies de sortie sont ouvertes et les principales réactions envisageables sont les suivantes :



Ces réactions mettent en jeu deux ou trois noyaux dans la voie de sortie ce qui se traduit par des signatures cinématiques différentes.

3.2.1 Réactions à deux corps

Les quatre nuages de points des zones 1, 2, 3 et 5 montrent une très forte corrélation linéaire entre l'énergie détectée dans LAMP et celle détectée dans LEDA, ce qui est caractéristique d'une réaction à deux corps de type A(a,b)B. La conservation de l'énergie totale du système au cours de la réaction nucléaire précédente amène :

$$T_a + Q = T_b + T_B, \quad (3.1)$$

où T_i est l'énergie cinétique du faisceau et des noyaux dans la voie de sortie, alors que Q est le bilan de la réaction. Pour une réaction donnée (Q connu) à une énergie donnée (T_a connue), on a donc une relation linéaire entre l'énergie cinétique des deux noyaux dans la voie de sortie. Pour chaque nuage de points et chaque événement, nous avons ainsi calculé le bilan de réaction. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau 3.1.

Tab. 3.1: Bilans de réaction expérimentaux pour les différentes zones correspondant à une cinématique à deux corps.

zone	Q expérimental	réaction	E_X (MeV)
zone 1	5.9 MeV	$D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$	groupe g.s.
—	4.6 MeV	—	groupe 1.4 MeV
zone 2	15.0 MeV	$D(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}$	g.s.
zone 3	8.6 MeV	—	groupe 6.0 MeV
—	7.9 MeV	—	groupe 7.0 MeV
zone 5	6.2 MeV	—	8.8 MeV

Les valeurs obtenues des bilans de réaction permettent d'identifier les réactions correspondant à chaque zone. Zone 1, $Q_{exp} = 6 \text{ MeV} \approx Q[D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}] = 8 \text{ MeV}$, et zone 2, $Q_{exp} = 15 \text{ MeV} \approx Q[D(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}] = 16 \text{ MeV}$. Des écarts de l'ordre du MeV sont observés mais le but ici n'est pas de reproduire exactement les bilans de réaction des réactions mises en jeu, mais de les identifier. Il est cependant possible de comprendre les écarts observés. Ceux-ci viennent du fait que les pertes d'énergie du faisceau dans la cible de CD_2 ($\approx 1.4 \text{ MeV}$) ainsi que des noyaux détectés dans la couche morte des détecteurs ($\approx 55 \text{ keV}$ pour des α de 4 MeV) sont négligées. On note aussi que l'écart est plus grand pour la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ que pour la réaction $D(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}$ puisque le ^{19}F perd plus d'énergie que ^{16}O car sa charge est plus importante et son énergie plus faible. La zone 3 quant à elle, correspond aux deux premiers groupes d'états excités de ^{16}O et la zone 5 au cinquième état excité de ^{16}O . En faisant la différence entre le bilan de réaction de la zone 2 et de la zone 3 ou 5, on retrouve les énergies d'excitation des deux premiers groupes de niveaux de ^{16}O . Si l'on regarde sur la Figure 3.1, on peut voir que les zones 1, 3 et 5 sont

moins étendues que la zone 2, ce qui s'explique par le fait que les coïncidences ne se font pas entre toutes les pistes de LAMP et LEDA (voir aussi Figure 3.4).

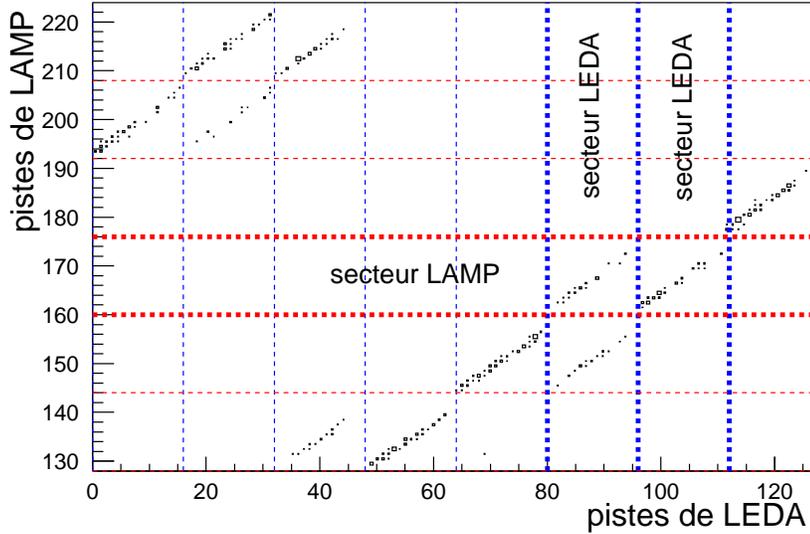


Fig. 3.2: *Corrélation angulaire entre les pistes de LAMP et LEDA (zone 2). Pour des événements en coïncidence entre un secteur de LAMP et LEDA (intersection des traits pointillés épais), on observe une forte corrélation angulaire (piste à piste) indiquant une réaction à deux corps.*

En tirant parti de la géométrie segmentée de LAMP et LEDA, il est possible de vérifier que les événements des trois zones précédentes sont bien des réactions à deux corps en utilisant le fait que les produits de la réaction sont émis dans un même plan à cause de la conservation de la quantité de mouvement du système. On s'attend donc à ce que pour chaque événement en coïncidence les secteurs touchés de LAMP et de LEDA soient en vis-à-vis. C'est ce que nous illustrons avec la Figure 3.2 où sont représentées les pistes des six secteurs de LAMP en fonction des pistes des huit secteurs de LEDA pour la zone 2. L'angle azimutal couvert par chaque secteur est respectivement 60° pour LAMP et 45° pour LEDA. Ainsi pour un secteur de LAMP touché, dans la plupart des cas les événements en coïncidences sont répartis sur deux secteurs de LEDA. De plus, pour chaque « cellule » correspondant à des coïncidences entre un secteur de LEDA et un secteur de LAMP, on observe une corrélation entre les angles d'émission polaires, ce qui est typique d'une réaction à deux corps. Des spectres bidimensionnels similaires sont obtenus pour les zones 1 et 3.

Nous avons pu identifier jusqu'à maintenant les réactions correspondant aux zones 1, 2, et 3 de la Figure 3.1. Pour faire reposer cette identification sur des bases plus fermes, nous avons vérifié à l'aide de simulations que nous pouvions reproduire tous les spectres montrés précédemment.

3.2.2 Réactions à trois corps

Le cas de la zone 4 est relativement plus simple que le cas des cinématiques à deux corps des zones 1, 2, 3 et 5. En effet, aucune corrélation n'est visible entre les énergies détectées dans LAMP et dans LEDA (voir Figure 3.1). Il en est de même pour la Figure 3.3 où aucune corrélation entre les secteurs de LEDA et ceux de LAMP n'est visible. La réaction nucléaire associée à cette zone ne correspond donc pas à une cinématique à deux corps. La seule réaction possible est $D(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$. En effet on peut exclure la réaction $D(^{18}\text{F}, n)^{19}\text{Ne}(\alpha)^{15}\text{O}$ puisque les neutrons ne peuvent pas être détectés par les détecteurs silicium de LAMP ou LEDA. Les coïncidences entre les α et les ^{15}O ne sont pas possibles à cause de la faible énergie disponible dans le centre de masse [$T(^{18}\text{F}) + Q = 2$ MeV] qui n'est pas suffisante pour que les particules α soient émises vers des angles supérieurs à 90° dans le laboratoire et soient ainsi détectées dans LAMP.

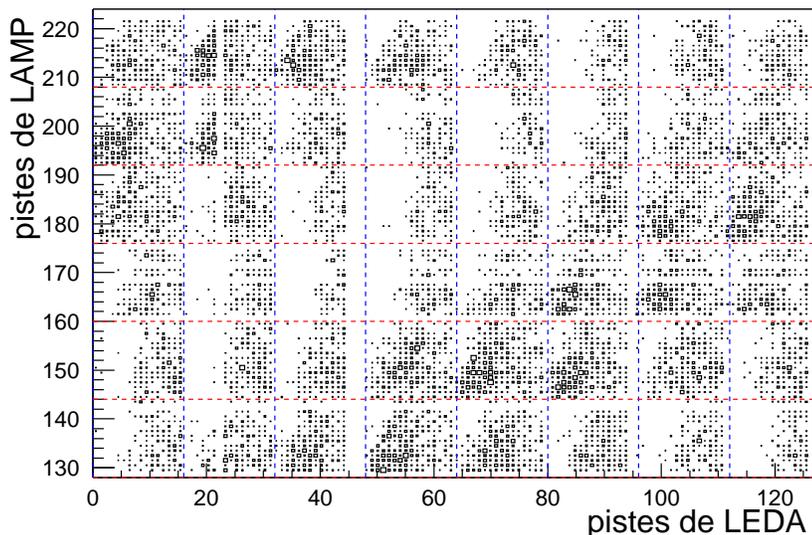


Fig. 3.3: Même chose que la Figure 3.2 pour la zone 4. On observe une absence de corrélation entre les pistes de LAMP et LEDA, caractéristique d'une réaction à trois corps.

Si l'on projette maintenant les données présentées Figure 3.1 dans un spectre bidimensionnel $E_{LAMP} \times \Theta_{LAMP}$ (Figure 3.4), on peut identifier plusieurs bandes cinématiques correspondant à la zone 4 ($E_{LAMP} < 2.4$ MeV). Ces bandes cinématiques sont parallèles et correspondent à des états excités d'énergie différentes dans le ^{19}F dont nous reconstruirons l'énergie d'excitation (voir paragraphe 3.4). Les six secteurs de LAMP sont numérotés de 1 à 6 et on voit donc six fois les mêmes structures cinématiques. Dans certains secteurs, notamment le numéro 3, des cou-

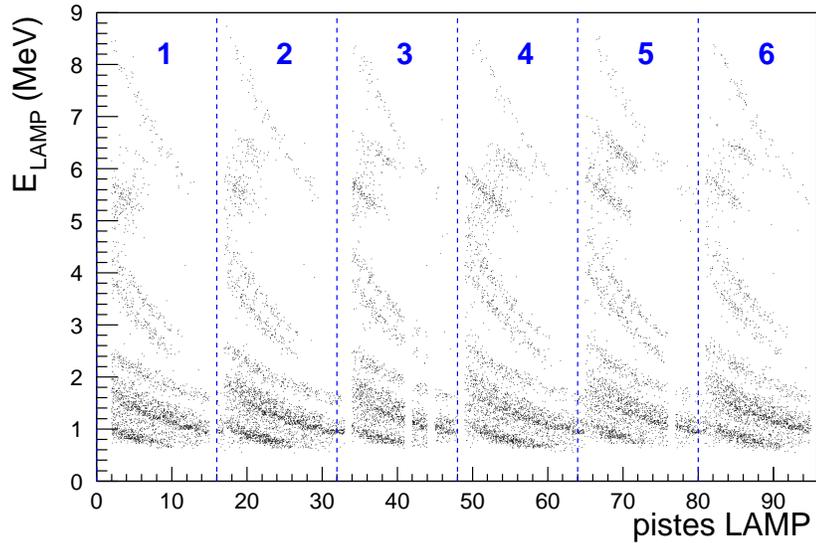


Fig. 3.4: Courbes cinématiques obtenues en coïncidences avec le faisceau de ^{18}F observées dans LAMP. Celui-ci étant composé de six secteurs, on observe six fois les mêmes structures de bandes. Certaines coupures dans les bandes cinématiques sont dues à des pistes inactives.²

pures dans les bandes cinématiques peuvent être observées. Il s'agit de pistes qui ont été déconnectées suite à un bruit trop important. Pour des énergies détectées dans LAMP supérieures à 2.4 MeV, nous pouvons voir trois groupes de bandes cinématiques correspondant aux trois zones 1, 2 et 3 présentées précédemment. Les courbes cinématiques comprises entre 5.5 et 9 MeV ainsi qu'entre 2.2 et 4.4 MeV correspondent à la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}$ (respectivement zone 2 et 3) alors que les bandes cinématiques tronquées entre 5 et 6.5 MeV correspondent à la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ (zone 1). On remarque encore une fois que ces bandes cinématiques ne sont pas complètes. Pour ces états excités en dessous du seuil d'émission α , les coïncidences se font directement entre les protons et le ^{19}F . Dans ces conditions cinématiques, le ^{19}F est émis à l'avant avec un angle d'ouverture maximum d'environ 11° alors que son angle minimum de détection est 7° et correspond au bord interne de LEDA. Cela correspond à des angles de détection de protons dans LAMP compris entre 110° et 121° dans le référentiel du laboratoire ce qui n'est qu'une fraction de l'acceptance angulaire totale de LAMP (voir Tableau 2.2). Seules les six pistes les plus externes de LAMP sont alors touchées, ce que l'on observe bien sur la Figure 3.4.

3.3 Sélection des événements

Nous avons pu identifier clairement dans le paragraphe précédent la nature des réactions observées au cours de l'expérience, que ce soit avec le faisceau de ^{18}F ou $d^{18}\text{O}$. En particulier, nous avons pu isoler les événements provenant de la réaction de transfert $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. Nous allons maintenant nous intéresser en détail à la sélection des événements correspondant à la réaction $D(^{18}\text{F},p\alpha)^{15}\text{N}$ que ce soit en coïncidence ou en « single ». En effet, alors que les coïncidences nous permettent d'obtenir des spectres de qualité dans la région d'intérêt, les « singles » nous permettent d'étendre le domaine aux basses énergies d'excitation.

3.3.1 Cas des coïncidences

La sélection des protons de la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ se fait de manière naturelle en appliquant la coupure de la zone 4 dans le spectre bidimensionnel $E_{LAMP} \times E_{LEDA}$ (voir Figure 3.1). Cependant nous n'avons aucune information sur la nature des noyaux en coïncidence dans LEDA (α ou ^{15}N). Pour remédier à cela, nous avons utilisé l'information en temps de vol associée à chaque particule détectée.

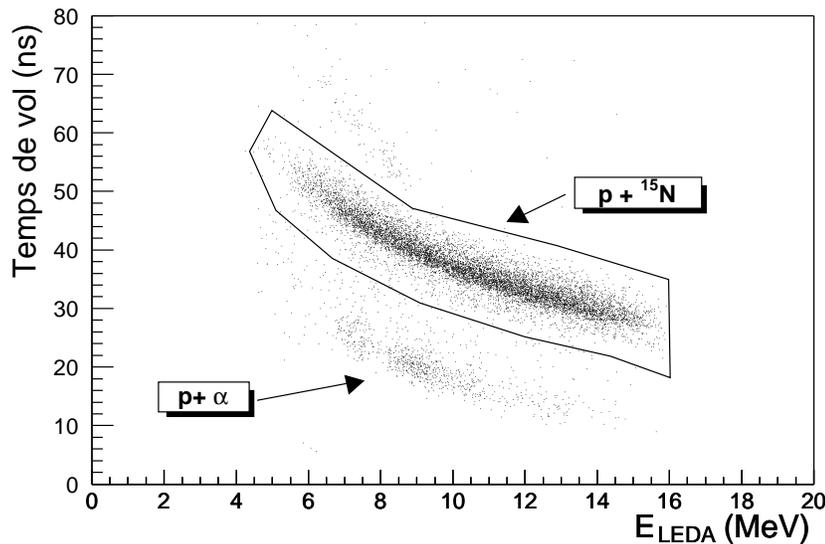


Fig. 3.5: Spectre bidimensionnel $TOF \times E$ de la zone 4 observé dans LEDA. On sépare clairement les deux types de coïncidences $p-\alpha$ et $p-^{15}\text{N}$.

La Figure 3.5 représente la projection dans un spectre bidimensionnel de type $TOF \times E_{LEDA}$ des événements sélectionnés après la coupure correspondant à la zone 4. On peut y voir deux zones caractéristiques ayant une dépendance typique en $1/\sqrt{E}$. La base de temps de vol de 40 cm (distance de LEDA à la cible) est suffisante

pour séparer efficacement les α des noyaux d' ^{15}N qui ont un temps de vol plus grand. Le rapport de statistique entre les deux types de coïncidences est $(p-\alpha) / (p-^{15}\text{N}) = 8\%$. Il est intéressant de remarquer que le résultat de nos simulations donne un rapport de 11% en bon accord avec la valeur précédente, tout en sachant qu'il s'agit de simuler une cinématique à trois corps et que nous avons fait des approximations sur la distribution angulaire d'émission des α (émission isotrope dans le référentiel du ^{19}F).

La sélection des « bons » événements en coïncidences correspondant à la réaction $\text{D}(^{18}\text{F}, p\alpha)^{15}\text{N}$ est donc le résultat de deux coupures. La première sélectionne la réaction de transfert dans le plan $E_{LAMP} \times E_{LEDA}$ alors que la deuxième sélectionne les coïncidences $p-^{15}\text{N}$ dans le plan $TOF \times E_{LEDA}$. Le fait d'inclure les coïncidences $p-\alpha$ dans l'analyse n'aurait pas augmenté significativement la statistique, c'est pour cela que nous ne les avons pas pris en compte.

3.3.2 Cas des « singles »

Si l'on n'impose pas de coïncidences avec les protons détectés dans LAMP et qu'on lit tous les événements contenant au moins une particule détectée dans LAMP, on peut construire des spectres en « single ». La Figure 3.6 représente les événements en « single » projetés dans un spectre bidimensionnel $E_{LAMP} \times \Theta_{LAMP}$ similaire à celui présenté pour les coïncidences entre LAMP et LEDA.

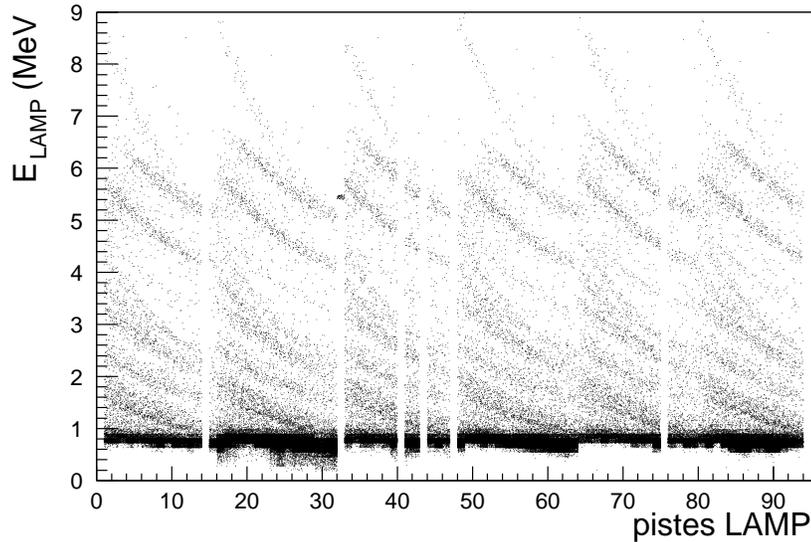


Fig. 3.6: Même chose que la Figure 3.4 mais pour les événements en « singles » (sans coïncidence avec LEDA). On observe un nombre plus important de bandes cinématiques.

La Figure 3.6 amène plusieurs réflexions si on la compare à la Figure 3.4 correspondant aux coïncidences. Le nombre de bandes cinématiques visibles est plus important et particulièrement pour des énergies de protons comprises entre 2.2 et 5 MeV. En effet, à ces énergies là, les protons détectés correspondent à des états excités du ^{19}F en dessous du seuil d'émission α . Dans ce cas, le ^{19}F émis à petit angle s'échappe du dispositif expérimental sans donner lieu à des coïncidences (voir Figure 3.7), ce qui se traduit par une absence de bandes cinématiques entre 2.2 et 5 MeV dans les spectres en coïncidences (voir Figure 3.4). Au contraire, en « single » peu importe si le ^{19}F n'est pas détecté. On a alors accès à tous les niveaux excités du ^{19}F même ceux sous le seuil d'émission α . Les deux bandes cinématiques incomplètes observées en coïncidence vers 5 et 6 MeV sont maintenant peuplées complètement. On peut aussi noter par rapport au cas des coïncidences la présence d'un bruit électronique intense pour des énergies inférieures à 1 MeV qui se superpose aux bandes cinématiques de plus basses énergies. On voit ici l'intérêt des coïncidences qui suppriment naturellement ce bruit puisque ce dernier est décorrélé de LEDA.

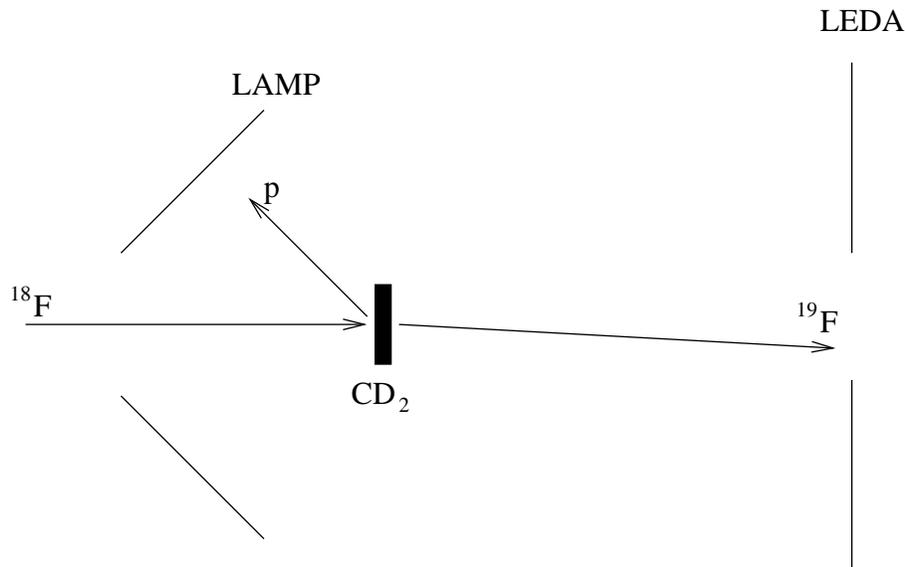


Fig. 3.7: Représentation schématique de la cinématique pour les états excités du ^{19}F sous le seuil α .

À cause du bruit de fond, il est difficile de faire une sélection précise des événements correspondant à la réaction $\text{D}(^{18}\text{F}, \text{p})^{19}\text{F}$ dans le plan $E_{LAMP} \times \Theta_{LAMP}$. Nous avons utilisé une fois de plus l'information en temps de vol des protons détectés dans LAMP en projetant les événements « singles » dans un spectre bidimensionnel $TOF \times E_{LEDA}$ (Figure 3.8).

L'échelle des temps de vol n'est pas absolue pour des raisons de calibrations expliquées dans le paragraphe 2.8. La courbe fermée qui entoure les événements

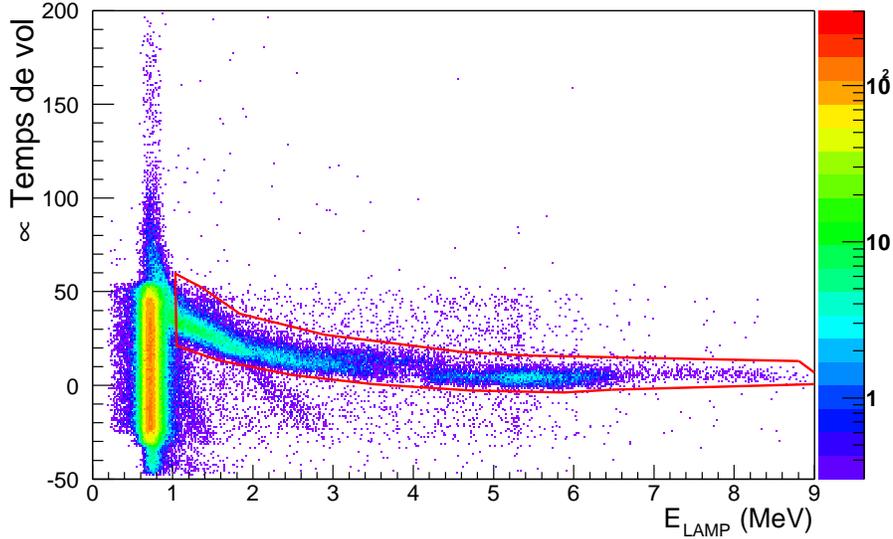


Fig. 3.8: Spectre bidimensionnel $TOF \times E$ correspondant aux événements « singles ». La sélection de ces événements est représentée sur la figure par le contour en trait plein.

correspondant principalement à la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ correspond à la coupure que nous avons faite. Le bruit électronique décorrélé en temps se traduit par la bande verticale vers 800 keV. On peut aussi voir en dessous de 3 MeV, une zone de points ayant une pente plus forte que les événements de la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. Ces événements sont présents dans tous les runs où l'on regarde LAMP sans coïncidence avec LEDA, ainsi que lors des tests avec un cadre vide sans cible. Son origine est donc liée au faisceau lui même. On peut effectivement reproduire cette zone par une rétrodiffusion du faisceau de ^{18}F à une distance de 1 m de LAMP.

3.4 Reconstruction de l'énergie d'excitation

3.4.1 Méthode

Nous avons isolé précédemment la région d'intérêt correspondant aux événements en coïncidences de type $p-^{15}\text{N}$ procédant de la réaction de transfert $D(^{18}\text{F},p\alpha)^{15}\text{N}$. Nous avons vu que ces événements se répartissaient selon des bandes cinématiques parallèles (voir Figure 3.4) correspondant à différents états excités du ^{19}F . Nous allons maintenant reconstruire l'énergie d'excitation de ces événements dans le but d'identifier les états peuplés et en particulier les deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique.

Pour reconstruire l'énergie d'excitation du ^{19}F , nous avons utilisé les protons

détectés dans LAMP. En effet, pour une réaction à deux corps telle que $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$, si l'on connaît l'énergie ainsi que l'angle d'un des deux noyaux dans la voie de sortie, il est possible d'en déduire l'énergie d'excitation du deuxième noyau dans la voie de sortie. La relation permettant de reconstruire l'énergie d'excitation est la suivante :

$$E_{exc} + Q = T_p \left(1 + \frac{m_p}{m_{^{19}\text{F}}} \right) - T_{^{18}\text{F}} \left(1 + \frac{m_{^{18}\text{F}}}{m_{^{19}\text{F}}} \right) - 2 \frac{\sqrt{m_p m_{^{18}\text{F}}}}{m_{^{19}\text{F}}} \sqrt{T_p T_{^{18}\text{F}}} \cos \theta_p \quad (3.2)$$

où m_i et T_i représentent les masses et les énergies cinétiques et θ_p l'angle de détection des protons dans le laboratoire. Il aurait aussi été possible d'utiliser les produits de la décroissance du ^{19}F en α et ^{15}N pour reconstruire l'énergie d'excitation, cependant le dispositif expérimental n'a pas été optimisé pour détecter ces deux noyaux en coïncidence. De plus, la perte d'énergie des noyaux d' ^{15}N dans la couche morte de LEDA (≈ 450 keV), dont l'épaisseur n'est pas très bien connue, se serait traduit par une moins bonne résolution en énergie d'excitation qu'avec les protons.

Les paramètres importants pour la reconstruction qu'il est nécessaire de bien contrôler sont l'énergie du faisceau ($T_{^{18}\text{F}}$) ainsi que l'énergie et l'angle des protons détectés (T_p et θ_p). Plus précisément, les énergies mises en jeu dans la Formule 3.2 ne sont pas les énergies des protons détectés ni l'énergie nominale du faisceau mais les énergies au moment de l'interaction dans la cible. Cependant, comme il n'est pas possible de remonter à la position exacte de l'interaction dans la cible, notre procédure de reconstruction fait un calcul moyen en supposant que l'interaction se fait au milieu de la cible de CD_2 . L'énergie des noyaux de ^{18}F ($T_{^{18}\text{F}}$) est alors l'énergie du faisceau nominal après ralentissement dans la moitié de la cible, alors que l'énergie des protons (T_p) est l'énergie détectée mais corrigée des pertes d'énergie dans la couche morte ainsi que dans une moitié de la cible.

Nous avons tout d'abord testé cette méthode avec notre simulation. Pour cela, nous avons simulé un pic fictif à l'énergie d'excitation $E_X = 6500$ keV (voir méthode décrite paragraphe 2.6.3) que nous avons ensuite reconstruit en se plaçant au milieu de la cible de CD_2 . L'énergie moyenne reconstruite se trouve exactement à 6500 keV ce qui nous conforte dans l'idée que notre méthode n'introduit pas d'erreurs systématiques. Cette procédure de reconstruction dépend principalement des pertes d'énergies dans la cible et la couche morte pour la détermination des énergies d'interaction ainsi que du centrage du faisceau et de la distance de LAMP à la cible pour la détermination de l'angle de détection. Nous abordons maintenant les incertitudes sur ces paramètres et leur influence sur la reconstruction en énergie d'excitation.

3.4.2 Sources d'incertitudes

L'énergie d'excitation est une fonction complexe de l'énergie et de l'angle des protons détectés ainsi que de l'énergie du faisceau (voir Equation 3.2). Les différentes

sources d'erreurs systématiques sont : l'épaisseur des cibles et de la couche morte de LAMP, les diverses pertes d'énergie ainsi que la distance de LAMP à la cible et la position du point d'impact du faisceau sur la cible. Ces deux derniers effets sont d'origine cinématique puisqu'un décalage en position change l'angle moyen de chaque piste ce qui se traduit par une énergie détectée différente. Alors que la dépendance de l'énergie des protons détectés et de l'énergie du faisceau en fonction de l'épaisseur de la cible et des pertes d'énergie s'exprime relativement simplement, la dépendance de l'angle de détection en fonction du centrage du faisceau est beaucoup plus complexe. Nous avons donc choisi une approche basée sur un calcul de type Monte-Carlo permettant d'étudier tour à tour et de manière indépendante l'effet de chacun de ces paramètres sur l'énergie d'excitation.

Tab. 3.2: *Effet des différentes erreurs systématiques sur l'énergie d'excitation pour $E_X(^{19}\text{F}) = 6.527 \text{ MeV}$.*

Effet	Incertitude*	Erreur systématique
Distance cible-LAMP	$\pm 1 \text{ mm}$	$\pm 19.8 \text{ keV}$
Centrage du faisceau	$\lesssim 4 \text{ mm}$	$\lesssim 2.7 \text{ keV}$
Énergie du faisceau	$\pm 100 \text{ keV}$	$\pm 1.2 \text{ keV}$
Épaisseur de la cible	$\pm 5\%$	$\pm 1.9 \text{ keV}$
Épaisseur de la couche morte	$\pm 10\%$	$\pm 2.3 \text{ keV}$
Pertes d'énergie :		
• faisceau dans la cible	$\pm 10\%$	$\pm 0.6 \text{ keV}$
• protons dans la cible	$\pm 10\%$	$\pm 2.9 \text{ keV}$
• protons dans la couche morte	$\pm 10\%$	$\pm 2.1 \text{ keV}$

* Voir texte.

Les résultats sont présentés dans le Tableau 3.2 et correspondent à un état excité du ^{19}F $E_X = 6.527 \text{ MeV}$. La deuxième colonne représente l'incertitude associée à chaque effet alors que la troisième colonne correspond à la propagation de l'incertitude précédente sur l'énergie d'excitation, soit l'erreur systématique. Les différents effets peuvent se regrouper en deux catégories selon qu'ils ont une influence directe sur l'énergie des protons ou sur leur angle de détection.

Influence sur l'énergie des protons

Les paramètres influant sur l'énergie détectée des protons sont l'épaisseur de cible et de la couche morte, les pertes d'énergie ainsi que l'énergie nominale du faisceau. Ces quatre effets donnent lieu à des incertitudes faibles, de l'ordre de quelques keV, sur l'énergie d'excitation. L'incertitude sur les épaisseurs des cibles est typiquement 5% (voir paragraphe 3.6.1) et l'incertitude sur les pertes d'énergies du faisceau et

des protons dans la cible de CD_2 est estimée à 10% [Zie85]. L'énergie nominale du faisceau de ^{18}F n'est pas très bien connue. Dans le cas particulier d'une expérience similaire à la notre utilisant aussi un faisceau de ^{18}F d'énergie 14 MeV à Louvain-la-Neuve, Graulich et al.[Gra01] ont pu déduire une énergie de faisceau de 13.9 MeV. Nous avons utilisé cette valeur pour estimer l'incertitude sur l'énergie du faisceau, soit 100 keV autour de la valeur nominale de 14 MeV.

Influence sur l'angle de détection des protons

La dépendance de l'énergie d'excitation en fonction de l'angle de détection est bien plus importante que pour l'énergie des protons. Les deux effets principaux sont la distance de LAMP à la cible et le décentrage du faisceau. LAMP étant très proche de la cible, un écart de position, qu'il soit dû au faisceau ou à la position du détecteur, se répercute immédiatement sur la position angulaire des pistes de LAMP. À titre d'exemple, un décentrage du faisceau de 2 mm correspond à un décalage angulaire variant de 1 à 2° selon les pistes de LAMP. Ce genre de décentrage a typiquement pu être observé dans LEDA (diffusion élastique des noyaux de ^{18}F sur le carbone de la cible, voir Figure 3.22) et dans LAMP (rétrodiffusion de noyaux d' ^{18}O sur une mince couche d'or). Cependant, cet effet de décentrage n'a que peu d'influence sur l'énergie d'excitation ($\lesssim 2.7$ keV) si l'on considère les six secteurs de LAMP de manière globale. En effet, même si le décalage angulaire par rapport au cas centré d'une piste entraîne une certaine erreur sur l'énergie d'excitation (voir paragraphe 3.5), celle-ci sera compensée par la piste du secteur opposé puisque l'on somme sur toutes les pistes d'une même couronne. Cela est dû à la variation opposée de l'angle moyen par rapport à sa valeur « nominale » (cas centré) pour des pistes appartenant à des secteurs opposés.

Dans le cas d'une incertitude sur la position de LAMP par rapport à la cible, c'est encore une fois le changement d'angle moyen de chaque piste qui induit l'erreur systématique sur l'énergie d'excitation. Cependant, contrairement au cas précédent d'un décentrage, la position angulaire de *toutes* les pistes d'une même couronne est changée en même temps et d'une même manière, empêchant par là même une éventuelle compensation de cet effet. Bien que le montage de la mécanique ait été très soigné, celle-ci ne permettait pas un positionnement de LAMP à mieux que ± 1 mm par rapport à la cible ce qui se traduit par une erreur systématique proche de 20 keV. Cet effet est de loin le plus important.

Conclusion

L'incertitude globale due aux erreurs systématiques précédentes peut donc être estimée à ≈ 21 keV. Il est important de noter que les incertitudes précédentes sont valables dans une gamme d'énergie d'excitation proche de 6.5 MeV. En effet tous

ces effets dépendent de l'énergie d'excitation comme cela sera discuté dans le paragraphe 3.5.2.

3.4.3 Résultats

Nous présentons maintenant les résultats de la reconstruction en énergie d'excitation pour la réaction d'intérêt $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. Les résultats attendant aux réactions $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$ et $D(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}$ sont présentés dans le paragraphe 3.7. Toutes les reconstructions ont été effectuées avec les paramètres moyens suivant : $E(^{18}\text{F}) = 14$ MeV, $d(\text{LAMP}) = -8.7$ cm. La distance de LAMP à la cible a été déterminée en comparant un calcul de cinématique avec la bande cinématique de la réaction $D(^{18}\text{F},\alpha)^{16}\text{O}$ corrigée des pertes d'énergie des alphas dans la cible et la couche morte de LAMP. La même distance a pu être obtenue avec les protons issus de la réaction $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$.

Coïncidences

Les événements en coïncidences ($p^{-15}\text{N}$) de la réaction $D(^{18}\text{F},p\alpha)^{15}\text{N}$ ont été sélectionnés après deux coupures dans les plans $E_{\text{LAMP}} \times E_{\text{LEDA}}$ et $\text{TOF}_{\text{LEDA}} \times E_{\text{LEDA}}$. Le spectre reconstruit en énergie d'excitation est représenté sur la Figure 3.9.

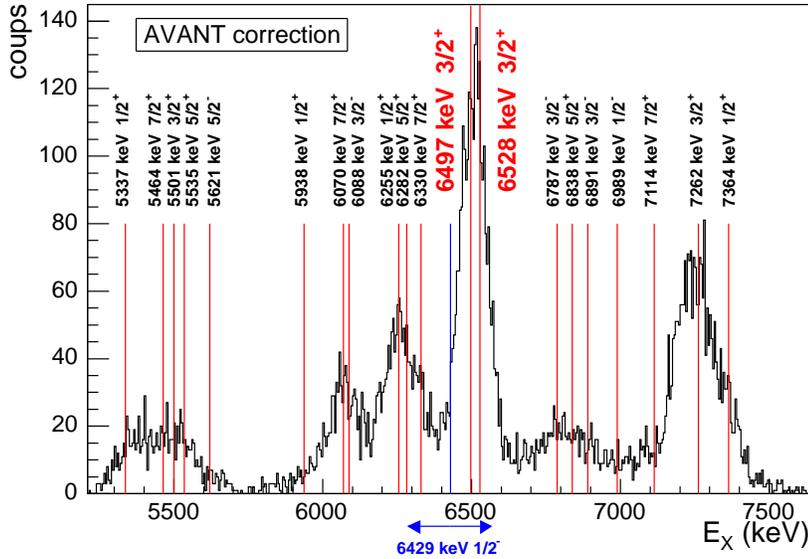


Fig. 3.9: Reconstruction de l'énergie d'excitation du ^{19}F pour les événements en coïncidence avant compensation des erreurs systématiques (voir paragraphe 3.5).

Les lignes verticales représentent les niveaux qu'il est possible de peupler si le moment angulaire du neutron transféré est inférieur ou égal à deux. Un très bon accord

est observé avec les données expérimentales ce qui nous donne pleine confiance dans l'identification des différents niveaux excités du ^{19}F . On observe plusieurs pics larges entre 5300 et 7600 keV dont un pic intense vers 6500 keV qui correspond aux deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique à $E_X = 6497$ et 6527 keV. Avec une résolution moyenne de ≈ 100 keV à mi-hauteur, ces deux états sont bien séparés des autres pics, mais la résolution n'est pas suffisante pour résoudre les deux composantes du doublet de $3/2^+$ qui ne sont séparées que de 30 keV. L'incertitude sur l'énergie d'excitation due aux erreurs systématiques (≈ 21 keV à 6.5 MeV, voir paragraphe 3.4.2) ne permet pas non plus de savoir si un seul des deux états ou les deux contribuent et dans quelles proportions. Cependant, nous verrons dans le paragraphe 3.5 qu'il est possible d'obtenir des indications sur ce point en effectuant une calibration relative du spectre en énergie d'excitation à partir des raies identifiées du ^{19}F .

Il est intéressant de noter que le spectre obtenu est très "propre" et qu'en l'absence de niveaux, le fond est quasi-nul comme on peut le voir entre 5800 et 5900 keV. Cela nous incite à penser que le faible fond sous le pic des deux états $3/2^+$ a une origine physique. Ce fond pourrait avoir comme origine l'état $1/2^-$ à 6429 keV qui possède une grande largeur totale $\Gamma = 280$ keV.

Singles

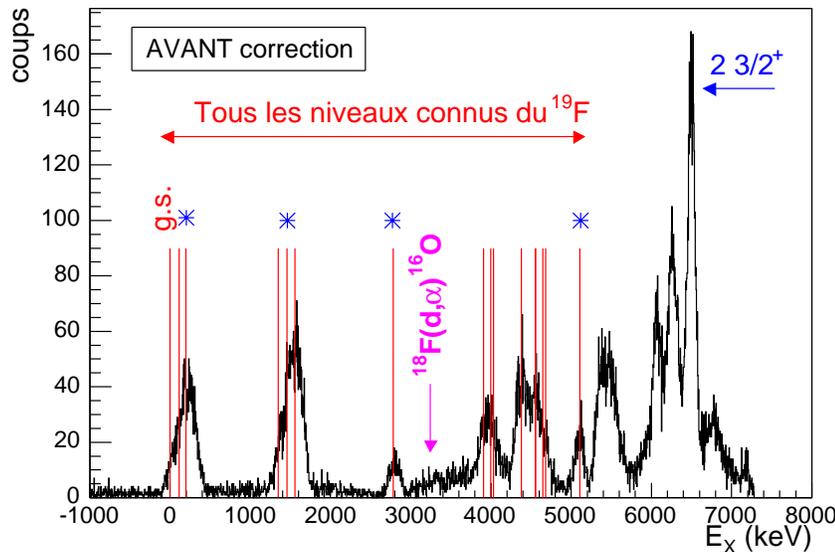


Fig. 3.10: Même chose que la Figure 3.9, mais pour les événements en « singles ».

La Figure 3.10 représente le spectre en énergie d'excitation pour les événements en « singles » de la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. En plus de la région correspondant à

la zone couverte par les coïncidences ($E_X \geq 5300$ keV), la partie à basse énergie du spectre couvre des états excités du ^{19}F allant jusqu'au fondamental. Les lignes verticales représentent cette fois *tous* les niveaux excités existant dans le ^{19}F ($E_X < 5.2$ MeV). Tous sont peuplés de manière plus ou moins intense en fonction de leur spin/parité et donc du moment angulaire emporté par le neutron.

Si l'on s'intéresse à la zone qui est aussi peuplée en coïncidences ($E_X \geq 5300$ keV), plusieurs remarques peuvent être faites. On observe et sépare aussi très bien le pic des deux $3/2^+$ des autres niveaux peuplés. Cependant, le fond sous le pic est plus important d'environ 15% que dans le cas des coïncidences. Ce fond provient des événements correspondant à une rétrodiffusion du faisceau que l'on peut voir dans le spectre $TOF_{LAMP} \times E_{LAMP}$ (voir Figure 3.8) qui se mélangent aux protons sélectionnés avec la coupure. Ce fond correspond à des événements dans LAMP ayant des énergies inférieures à 2 MeV et qui sont reconstruits à une énergie d'excitation de 6.5 MeV. Ces événements sont supprimés lors de la mesure en coïncidences. Le contour sélectionnant les événements « singles » élimine le bruit de fond à basse énergie ($E_p \leq 1.1$ MeV) mais coupe par la même occasion les pics à haute énergie d'excitation $E_X = 7262$ et 7364 keV ainsi que les petits angles pour le pic $E_X = 6.5$ MeV.

3.5 Correction de l'énergie d'excitation

3.5.1 Méthode

L'objectif de cette partie est d'essayer de déterminer si le pic observé vers 6.5 MeV est le résultat de la contribution d'un des deux états $3/2^+$ ou des deux et dans quelle proportion. Cela permettra en effet de mieux déterminer le taux de réaction de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$.

Nous avons vu paragraphe 3.4.2 que l'incertitude sur la reconstruction en énergie d'excitation due aux erreurs systématiques était de ≈ 21 keV, ce qui est insuffisant pour faire une étude rigoureuse de la position du centroïde du pic à 6.5 MeV. Pour améliorer cette précision, nous avons procédé à une correction de l'énergie d'excitation. Il s'agit d'une calibration relative de l'énergie d'excitation utilisant des pics de références du ^{19}F . Une comparaison entre la position des pics expérimentaux et des niveaux du ^{19}F permet d'obtenir une correction fine de l'énergie d'excitation. Nous avons principalement utilisé des pics correspondant à des états excités du ^{19}F de basse énergie. Les pics utilisés sont représentés avec des étoiles sur le spectre obtenu en « singles » (voir Figure 3.10). Il s'agit du groupe de pics proche de l'état fondamental ($E_X = \text{g.s.}, 110$ et 197 keV), du groupe de pics vers 1.4 MeV ($E_X = 1346, 1459$ et 1554 keV) et des deux pics isolés $E_X = 2780$ et 5106 keV. Nous avons aussi utilisé le doublet à $E_X = 7262$ et 7364 keV que l'on ne peuple bien qu'en coïncidences (voir Figure 3.9).

Pour appliquer cette procédure, nous avons au préalable aligné les six secteurs de LAMP. En effet sur les Figures 3.9 et 3.10, la contribution de chaque secteur est sommée sans aucune correction ce qui se traduit par un élargissement supplémentaire des pics. Pour chaque secteur, nous avons donc déterminé la position du centroïde du pic à 6.5 MeV obtenu en coïncidence et nous avons ensuite décalé les spectres des six secteurs pour faire coïncider le pic à 6.5 MeV. Ces décalages entre les positions des centroïdes et leur valeur moyenne s'échelonnent typiquement entre -20 et +20 keV et ont pour origine probable un décentrage du faisceau qu'il est difficile de contrôler et de corriger. Nous avons procédé de la même façon pour les spectres en énergie d'excitation obtenus en « singles » en utilisant toutefois les décalages obtenus en coïncidence. Ainsi, il est possible de comparer directement la position des pics de références en « singles » et en coïncidences.

Les meilleurs ajustements des pics de références en « singles » utilisant la méthode des moindres carrés sont représentés sur la Figure 3.11. Le cas du pic de référence $E_X \simeq 7.3$ MeV est présenté Figure 4.16. Pour tous les ajustements, la position, la largeur et l'intensité de chaque pic est laissée libre. Pour les pics composites, nous avons imposé que chaque composante ait la même largeur. Un fond linéaire a été pris en compte sous chaque pic. Nous avons vérifié que les résultats ne dépendent pas sensiblement de l'intervalle sur lequel se fait l'ajustement. Si le cas des pics de référence $E_X = 2780$ et 5106 keV est clair, cela l'est moins pour les pics composites $E_X \simeq 140$ et 1450 keV. En effet, chacun de ces pics correspond à un triplet de niveaux, mais rien n'empêche que seuls deux niveaux soient peuplés. Dans un premier temps, nous ne les avons pas inclus dans notre correction en énergie d'excitation et nous n'avons pris en compte que les pics isolés $E_X = 2780$ et 5106 keV ainsi que le doublet $E_X = 7262 + 7363$ keV.

Pour chaque pic utilisé pour la correction, nous avons relevé la position du centroïde que nous avons alors comparée à l'énergie des niveaux correspondant. Cette comparaison est représentée sur la Figure 3.12 (à droite) où est reportée la différence entre la position des centroïdes et l'énergie des niveaux en fonction de l'énergie des niveaux. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs à un sigma sur la position expérimentale des centroïdes et vaut typiquement 4 keV. Cette comparaison peut être décrite par une régression linéaire de la forme $E_X^{corr} = (1.0135 \pm 1.4 \times 10^{-3}) \times E_X + (-67.9 \pm 7.2)$ keV. La correction effectuée à 6.5 MeV est de 20 keV, soit moins de 1%. En propageant les incertitudes associées aux paramètres de l'ajustement précédent, on obtient une précision sur la position en énergie d'excitation vers 6.5 MeV de 3 keV. Nous avons aussi relevé la largeur des pics utilisés pour cette correction en fonction de l'énergie d'excitation (voir Figure 3.12, à gauche). Même si l'évolution de cette largeur en fonction de l'énergie d'excitation est comprise (voir paragraphe 3.5.2), le minimum observé dans la région d'énergie d'excitation correspondant au pic $E_X \simeq 6.5$ MeV suggère que l'alignement des secteurs de LAMP par rapport à ce pic introduit un biais.

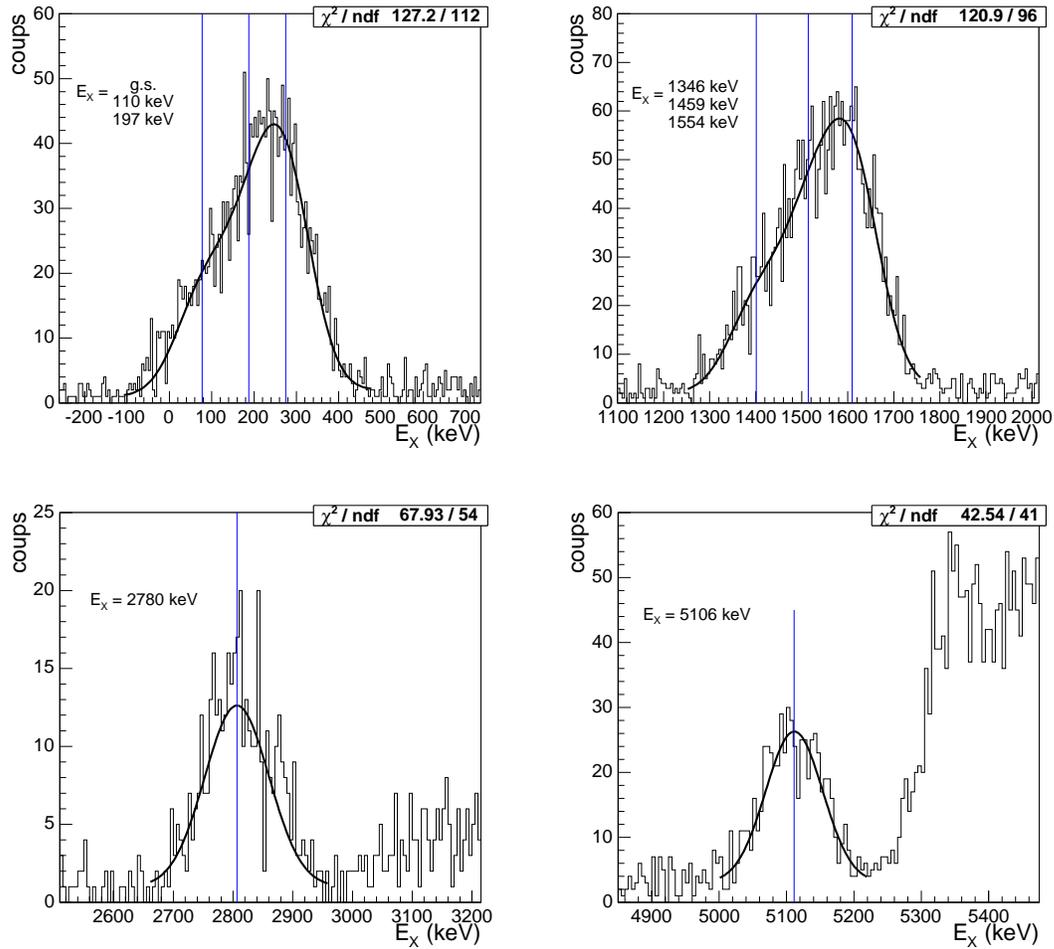


Fig. 3.11: Pics utilisés en « singles » pour la correction en énergie d'excitation. Le meilleur ajustement est à chaque fois représenté, ainsi que la position des niveaux obtenus (lignes verticales).

Nous avons aussi reporté sur la Figure 3.12 les résultats des deux groupes de pics composites lorsque trois niveaux sont pris en compte. Pour chacun des groupes, nous avons comparé les ajustements prenant en compte deux niveaux (trois possibilités) à ceux prenant en compte trois niveaux. Dans les deux cas, les χ^2 des différents ajustements ne sont pas statistiquement différents ce qui ne permet pas de choisir une des possibilités. Cependant, dans les ajustements à deux niveaux, la largeur obtenue est 30% plus grande que pour trois niveaux et semble difficilement explicable si on la compare à la largeur des niveaux $E_X = 2780$ et 5106 keV. Il en est de même pour la différence de position entre pic expérimental et niveau. À titre d'exemple et dans le cas du premier groupe composite, on a $\Delta E_X = E_X^{exp} - E_X = 135$ keV ($E_X =$

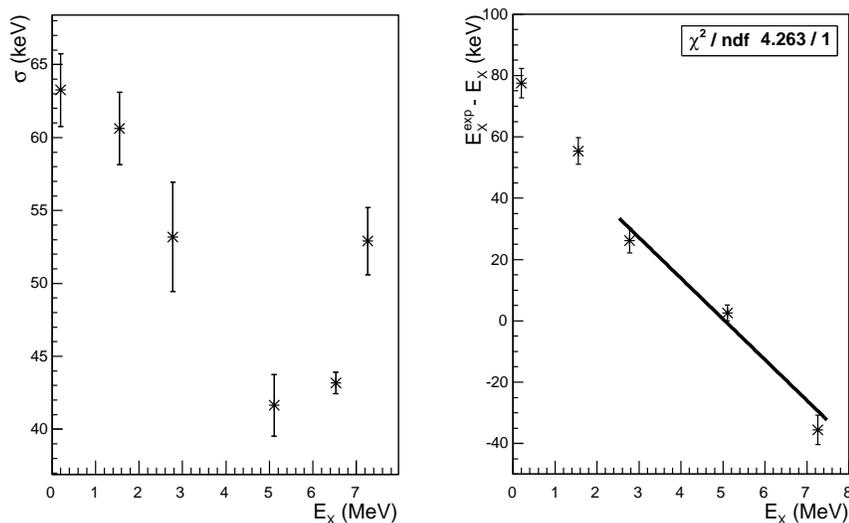


Fig. 3.12: Gauche : Evolution de la largeur des pics de références en fonction de l'énergie d'excitation. Droite : Correction de l'énergie d'excitation pour le ^{19}F .

g.s. + 110 keV) ; 38.5 keV ($E_X = 110 + 197$ keV) ; 23 keV ($E_X = \text{g.s.} + 197$ keV) et 83.6 keV ($E_X = \text{g.s.} + 110 + 197$ keV). Il en est de même pour le deuxième groupe composite.

Nous avons vérifié que l'on obtenait des résultats similaires dans la région de $E_X = 6.5$ MeV à la correction précédente (niveaux $E_X = 2780, 5106$ et $7262 + 7364$ keV) si l'on inclut les deux groupes composites à basse énergie d'excitation.

3.5.2 Discussion

L'origine de la correction précédente provient des erreurs systématiques non contrôlées telles que la distance de LAMP à la cible, l'énergie et la tâche du faisceau ou encore les pertes d'énergie. Nous allons maintenant essayer de comprendre en détail comment varient ces erreurs systématiques en fonction de l'énergie d'excitation.

Comportement de la largeur des pics

La Figure 3.13 représente l'influence des principaux effets jouant sur l'évolution de la résolution en fonction de l'énergie d'excitation. Ces principaux effets sont la résolution spatiale du faisceau, la résolution des détecteurs et la perte d'énergie des protons dans la cible.

Lorsqu'aucun effet n'est pris en compte, on observe déjà une dépendance de la largeur en fonction de l'énergie d'excitation (courbe en tiret). Cette dépendance est

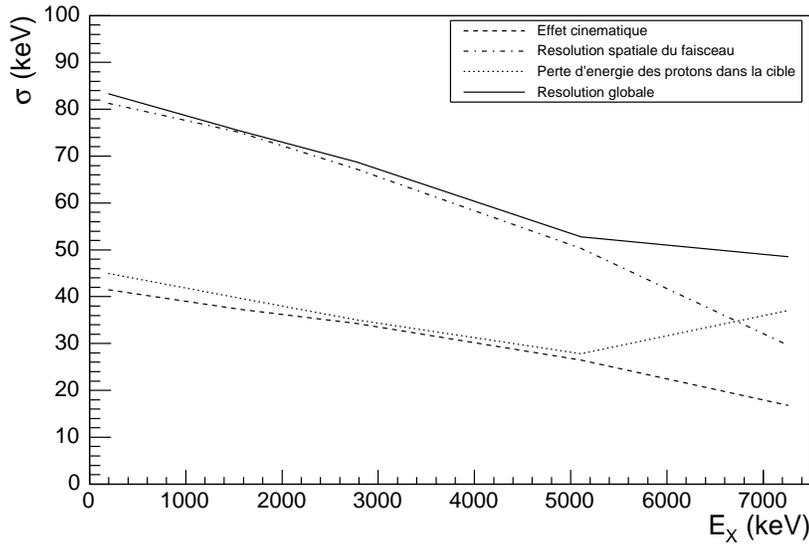


Fig. 3.13: Influence des principaux effets sur la résolution en énergie en fonction de l'énergie d'excitation.

d'origine cinématique et vient du fait que la pente de la courbe cinématique à un angle donné ($dE_p/d\theta$) est plus grande pour des états de faible énergie d'excitation que pour des états de grande énergie d'excitation. Ainsi pour l'ouverture angulaire donnée d'une piste, la résolution est moins bonne à basse énergie d'excitation. L'effet dominant la résolution finale (courbe en trait plein) est la résolution spatiale du faisceau d'environ 8 mm à mi-hauteur (courbe en tiret-point). Alors que cela est vrai jusqu'à $E_X \approx 5$ MeV, ce n'est plus le cas à plus haute énergie d'excitation. Cette différence provient de l'effet de la perte d'énergie des protons dans la cible (courbe en pointillé). En effet, alors que cet effet est peu important pour des protons de haute énergie (faibles énergies d'excitation), il l'est beaucoup plus à grande énergie d'excitation ($E_p \lesssim 2$ MeV) où la perte d'énergie des protons est très sensible à l'endroit où se fait l'interaction dans la cible.

La forme de la dépendance de la résolution en fonction de l'énergie d'excitation obtenue ici avec une méthode Monte-Carlo est comparable à celle que l'on a pu obtenir expérimentalement (voir Figure 3.12 à gauche), à part un biais probable correspondant au minimum observé vers $E_X \approx 6.5$ MeV. De plus la faible dépendance de la largeur en fonction de l'énergie d'excitation nous conforte dans notre manière de décrire les deux pics composites par trois niveaux. La valeur absolue expérimentale de la résolution est cependant plus faible que celle simulée ce qui semble donc indiquer une extension spatiale du faisceau plus faible que 8 mm à mi-hauteur.

Comportement de la position des pics

Nous avons vu que l'effet le plus important sur l'énergie d'excitation est la position exacte du détecteur LAMP par rapport à la cible. La Figure 3.14 représente l'influence de la distance de LAMP à la cible utilisée pour la reconstruction en énergie d'excitation sachant que la distance est -8.7 cm. Suivant que la distance utilisée pour la reconstruction est plus petite ou plus grande que la valeur nominale, la différence entre la position expérimentale et théorique est de signe opposée. Même si nous ne sommes pas capables de reproduire la pente de la correction expérimentale, celle-ci est englobée par les différents cas présentés sur la Figure 3.14.

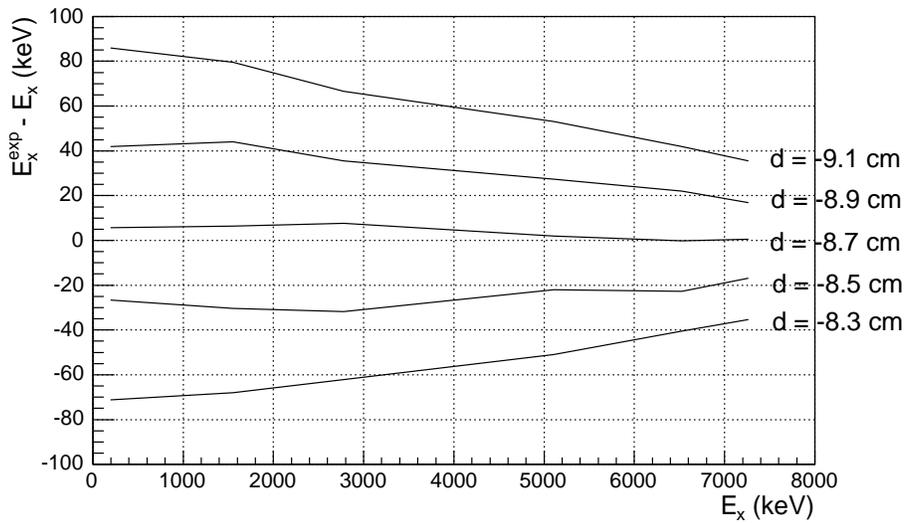


Fig. 3.14: Influence de la distance utilisée pour la reconstruction en énergie d'excitation.

3.5.3 Résultats

Le spectre obtenu après la correction en énergie d'excitation précédente est représenté sur la Figure 3.15. La position du centroïde est $E_X = 6523.4 \pm 0.9$ keV (erreur statistique), alors que l'énergie du doublet d'intérêt astrophysique est $E_X = 6496.7 \pm 1.4$ keV et $E_X = 6527.5 \pm 1.4$ keV [Til95], privilégiant ainsi l'alimentation du niveau à haute énergie du doublet. Nous avons utilisé ce spectre pour extraire des informations sur la contribution limite de l'état $1/2^-$ $E_X = 6429 \pm 8$ keV [Til95] ainsi que sur la contribution relative des deux niveaux $3/2^+$.

Nous avons déterminé une limite supérieure de la contribution de l'état $1/2^-$ qui est très large ($\Gamma = 280$ keV) en interprétant le fond sous le pic des deux états $3/2^+$. Même s'il est peu probable que le fond provienne entièrement de l'état $1/2^-$,

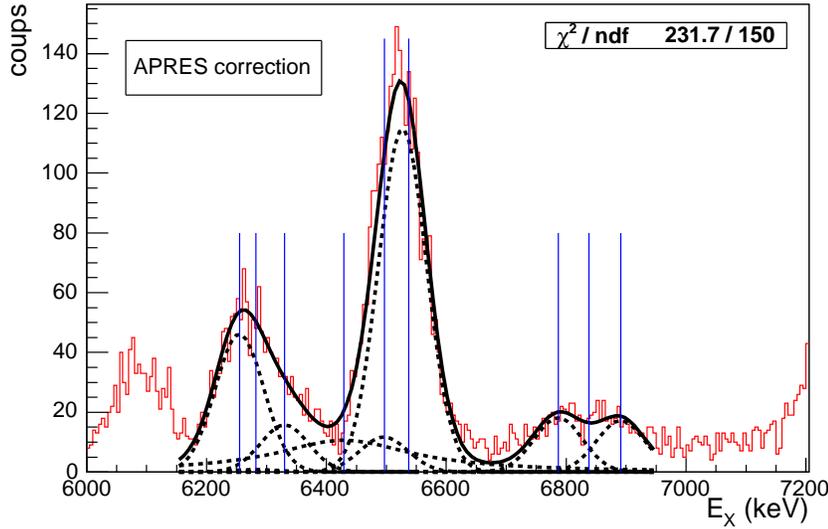


Fig. 3.15: Spectre en énergie d'excitation en coïncidence obtenu après compensation des erreurs systématiques.

ce fond a très certainement une origine physique. En effet le spectre en énergie d'excitation de la Figure 3.9 est très propre et aucun coup n'est observable vers $E_X \approx 5.5$ MeV où aucun niveau n'existe dans le ^{19}F . Nous avons donc réalisé un ajustement simultané du groupe de pics à 6.5 MeV ($E_X = 6497 + 6527$ keV) de celui à 6.25 MeV ($E_X = 6255 + 6282 + 6330$ keV) et de celui à 6.9 MeV ($E_X = 6787 + 6838 + 6891$ keV). La position de tous les pics est fixée et les paramètres libres sont l'intensité de chaque gaussienne ainsi qu'une même largeur, identique pour tous les niveaux. La forme du fond est décrite par une Lorentzienne de largeur $\Gamma = 280$ keV correspondant à la largeur du niveau $1/2^-$. La position de la Lorentzienne est fixée et seule son intensité est laissée libre. Le résultat de cet ajustement est présenté sur la Figure 3.15. L'intensité de la Lorentzienne n'est pas très bien contrainte (4680 ± 700 coups) mais nous permettra tout de même de déduire une limite supérieure pour le facteur spectroscopique de cet état (voir paragraphe 4.6.1).

Malgré le soin avec lequel nous avons déterminé la correction en énergie d'excitation précédente, celle-ci ne compense pas tous les effets systématiques. En effet nous avons appliqué la technique précédente pour différentes distances de LAMP à la cible ($d = -8.8$ cm, -8.7 cm, -8.6 cm et -8.5 cm) et nous avons observé que les spectres ainsi reconstruits étaient décalés d'environ ± 5 keV par mm. Le χ^2 des ajustements par huit gaussiennes et une lorentzienne à énergie fixée des spectres reconstruits est représenté en fonction de la distance sur la Figure 3.16 à gauche. Nous avons utilisé la position correspondant à la valeur minimum du χ^2 ($d = -8.8$ cm) pour déterminer une valeur nominale du rapport de la contribution des deux niveaux

$3/2^+$. Dans ces conditions, on obtient une proportion 0%–100% pour les niveaux $E_X = 6497$ et 6527 keV respectivement. Cependant, les deux niveaux n'étant pas séparés expérimentalement, d'autres proportions peuvent donner des χ^2 similaires. Nous avons donc réalisé une étude statistique pour déterminer la limite supérieure de cette contribution. Pour cela nous avons envisagé trois sources d'incertitudes : la position de LAMP, l'erreur sur la correction en énergie d'excitation (≈ 3 keV) et la déconvolution du pic vers 6.5 MeV.

D'après la Figure 3.16 à gauche, la limite supérieure sur la distance (donnée par $\chi_{min}^2 + 1$) est légèrement supérieure à -8.6 cm. Nous avons donc évalué une limite supérieure sur la proportion des deux niveaux $3/2^+$ pour cette source d'incertitude en faisant le même type d'ajustement que précédemment. On obtient une limite supérieure de 31% pour l'alimentation du niveau $E_X = 6497$ keV.

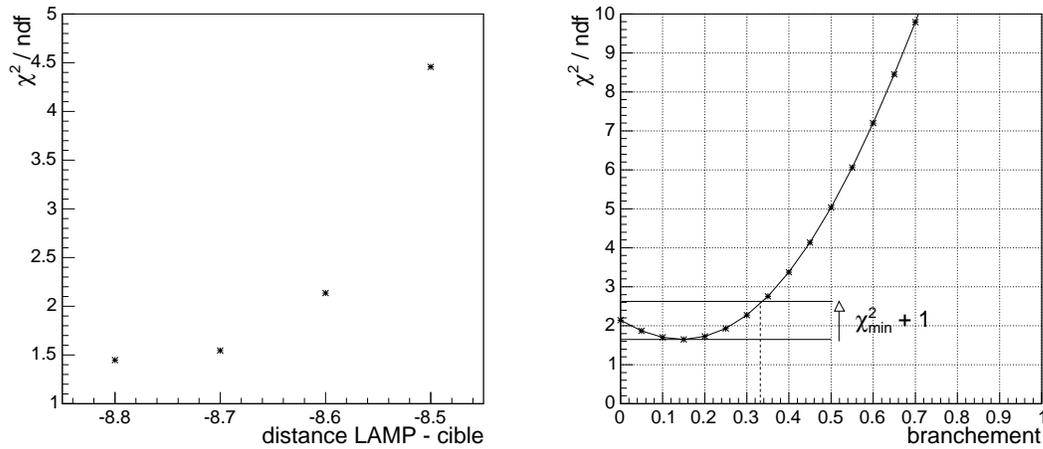


Fig. 3.16: Gauche : Évolution du χ^2 en fonction de la distance de LAMP à la cible. Droite : Évolution du χ^2 en fonction du rapport de la proportion du niveau $E_X = 6429$ keV par rapport au niveau $E_X = 6527$ keV pour $d = -8.7$ cm (voir texte).

Pour évaluer l'incertitude due à l'erreur sur la correction en énergie d'excitation (± 3 keV), nous avons refait le même type d'ajustements que précédemment lorsque le spectre expérimental est décalé de $+3$ et -3 keV pour une distance $d = -8.7$ cm. Le cas le plus défavorable correspond au décalage du spectre de -3 keV et nous obtenons dans ces conditions une limite supérieure de 20% pour l'alimentation du niveau $E_X = 6497$ keV.

Enfin, pour une distance de -8.7 cm et sans prendre en compte l'incertitude sur la correction en énergie d'excitation, nous avons étudié la variation du χ^2 pour différents ajustements correspondant à diverses valeurs de contribution relative des deux niveaux $3/2^+$. Pour cela, nous avons défini un paramètre pouvant varier de 0 à 1 correspondant au rapport des contributions des états $E_X = 6497$ et 6527 keV.

Pour chaque valeur de ce paramètre nous avons effectué un ajustement du pic des deux états $3/2^+$ par deux gaussiennes dont une même largeur et une intensité sont laissées variables. Le fond a été modélisé par la Lorentzienne obtenue précédemment. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.16 (à droite). Les limites inférieures et supérieures de cette proportion sont obtenues pour la valeur $\chi_{min}^2 + 1$. La limite inférieure est compatible avec 0 (pas de contribution du niveau $E_X = 6497$ keV) alors que la limite supérieure est de 33%.

L'analyse précédente indique que la contribution des deux niveaux n'est pas similaire et que le niveau $3/2^+$ $E_X = 6497$ keV représente $0_{-0}^{+50}\%$ de la contribution totale du doublet d'intérêt astrophysique. La limite supérieure sur la contribution du niveau $3/2^+$ $E_X = 6497$ keV correspond à la somme quadratique des incertitudes provenant des trois sources d'erreurs précédentes (distance, correction en énergie d'excitation et déconvolution). Le fait que les deux niveaux aient des contributions différentes semble corroboré par une expérience de diffusion inélastique d'électrons [Bro85] (voir paragraphe 4.6.1 pour une discussion de ces données).

Il est à noter qu'il existe un niveau d'énergie d'excitation $E_X = 6554$ keV, de spin $7/2$ et de parité inconnue à 30 keV du doublet des $3/2^+$. Nous avons estimé une contribution maximale de ce niveau dans le cas le plus favorable de 5%.

3.6 Normalisation

Pour le calcul des facteurs spectroscopiques avec la théorie de la DWBA, il est nécessaire de disposer de sections efficaces expérimentales normalisées. Dans cette partie, nous traiterons des différents facteurs jouant un rôle dans la normalisation des données. La section efficace différentielle est définie par la relation suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{N_p^{détéc}(\theta)}{I_{fais} t_{fais} N_{cible} \epsilon \Delta\Omega(\theta)}. \quad (3.3)$$

$N_p^{détéc}(\theta)$ est le nombre de protons détectés dans une piste de LAMP à un angle θ donné que ce soit en « single » ou en coïncidence avec des noyaux d' ^{15}N . I_{fais} , l'intensité du faisceau, est le nombre de noyaux de ^{18}F par seconde moyenné durant le temps d'irradiation de la cible (t_{fais}) lors d'un run. N_{cible} est le nombre d'atomes de deutérium contenus dans la cible et est directement proportionnel à l'épaisseur et au rapport stoechiométrique de la cible de CD_2 . ϵ est l'efficacité intrinsèque des détecteurs silicium et vaut 1 dans le cas de particules chargées alors que $\Delta\Omega(\theta)$ est l'angle solide correspondant à l'angle θ de détection des protons multiplié par l'efficacité de coïncidences $p-^{15}\text{N}$.

Nous avons vu précédemment comment extraire le nombre de protons en coïncidences à un angle donné (voir paragraphe 3.4) ainsi que le calcul de l'angle solide (voir paragraphe 2.6.5). Il nous reste donc à déterminer l'intensité du faisceau ainsi que l'épaisseur des cibles de CD_2 .

3.6.1 Épaisseur des cibles

Pendant l'expérience, nous avons principalement utilisé trois cibles de CD_2 numérotées 4, 5 et 6. L'épaisseur de ces cibles ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) a initialement été mesurée par la technique de la double pesée avec une précision de 10%. Cependant la position du pic de diffusion élastique du ^{18}F sur le ^{12}C détecté dans LEDA est systématiquement à plus basse énergie dans le cas de la cible 6 par rapport aux cibles 4 et 5 (différence d'environ 300 keV). Le même effet est observé avec le faisceau d' ^{18}O , mettant hors de cause une variation d'énergie du faisceau au cours de l'expérience mais privilégiant une différence d'épaisseur de cible. Il est important de bien connaître ce paramètre puisqu'une erreur sur l'épaisseur de la cible se répercute directement sur la normalisation de la section efficace différentielle et donc sur la valeur des facteurs spectroscopiques. Cela nous a donc amené à effectuer une mesure des épaisseurs de cible ainsi que de leur stoechiométrie à l'aide de deux méthodes.

Mesure à l'aide d'une source α

Le principe de cette méthode est de mesurer la perte d'énergie de particules α dans la cible de CD_2 . Le dispositif expérimental est composé d'une source α d' ^{241}Am ($E_\alpha = 5.485 \text{ MeV}$), de la cible de CD_2 dont on veut mesurer l'épaisseur et d'une diode au silicium détectant les α . Le pic de référence est obtenu lorsqu'aucune cible n'est interposée entre la source et la diode. Lorsque la cible est ensuite intercalée, une mesure de la différence de position entre le pic obtenu et le pic de référence permet d'accéder à l'épaisseur de la cible. Cette méthode ne dépend que de la perte d'énergie des α dans la cible de CD_2 et la précision obtenue dépend de l'incertitude sur les pertes d'énergies.

Dans le cas de la Figure 3.17 correspondant à la cible 4, la différence d'énergie entre le pic avec et sans cible est $\Delta E = 87 \text{ keV}$. D'après les tables de perte d'énergie de Ziegler[Zie85], des α de 5.485 MeV perdent en moyenne $0.87 \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ dans du CD_2 . On obtient alors pour la cible 4, une épaisseur de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ en supposant la stoechiométrie standard. Pour chaque cible, plusieurs points de mesures ont été fait pour tester l'homogénéité des cibles. Ce sont les trois histogrammes intitulés « avec cible » que l'on peut voir sur la Figure 3.17. L'homogénéité des cibles a été définie comme le rapport entre la dispersion des mesures d'épaisseurs et l'épaisseur moyenne. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 3.3. La barre d'erreur associée à l'épaisseur des cibles vient d'une part de l'erreur sur la détermination expérimentale de la position des pics ($\approx 2\%$) et d'autre part de l'erreur sur les pertes d'énergies ($\approx 5\%$) qui pour des particules α de relativement haute énergie sont bien connues. L'homogénéité des cibles s'est révélée excellente.

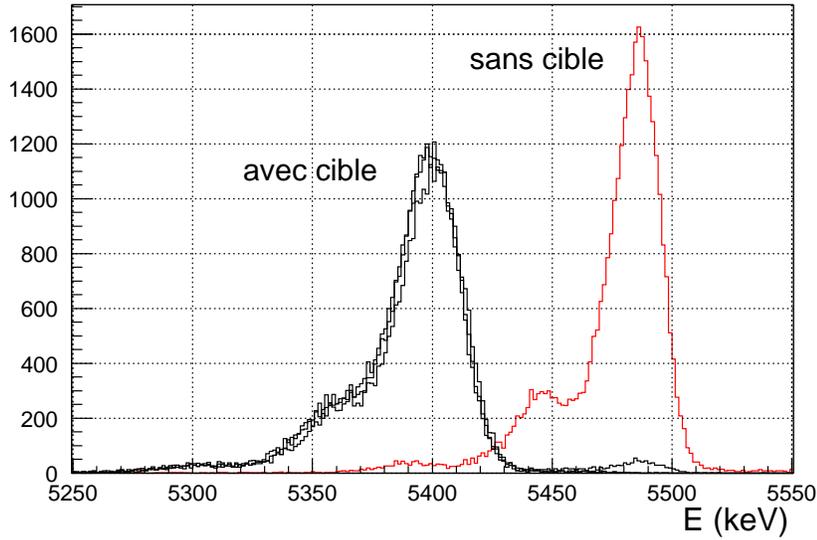


Fig. 3.17: Détermination de l'épaisseur des cibles à l'aide d'une source α (cible 4). La différence de position entre la mesure « sans » et « avec » cible permet de déterminer l'épaisseur de cible. On observe une dégradation en résolution dans le cas « avec » cible dû au stragling en énergie des α dans la cible.

Tab. 3.3: Épaisseurs des cibles déterminées à l'aide d'une source α .

Cible	ΔE (keV)	Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Homogénéité
4	87	100 ± 5.5	98%
5	80	92 ± 5	98%
6	122	140 ± 7.7	92%

Mesure à l'aide d'un faisceau de protons

Le principe de cette méthode est d'utiliser des réactions nucléaires dont les sections efficaces sont très bien connues pour faire un dosage précis des deutons et du carbone des cibles de CD_2 . L'avantage de cette méthode par rapport à l'utilisation d'une source α est que l'on peut accéder directement à la stoechiométrie de la cible. Cette méthode permet aussi de voir les éventuels contaminants de la cible. Nous avons utilisé un faisceau de protons de 2.8 MeV délivré par l'accélérateur électrostatique Aramis[Ber92] du C.S.N.S.M. utilisé en mode Van de Graaff. Les réactions utilisées pour le dosage des cibles de CD_2 sont les diffusions élastiques $d(p,p)d$ et $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ dont les protons sont détectés à un angle de 150° dans le laboratoire par une diode au silicium positionnée à 72 mm de la cible. Pour cet angle de détection et cette énergie de faisceau, les sections efficaces différentielles sont très bien

connues[Ami93, Koc69].

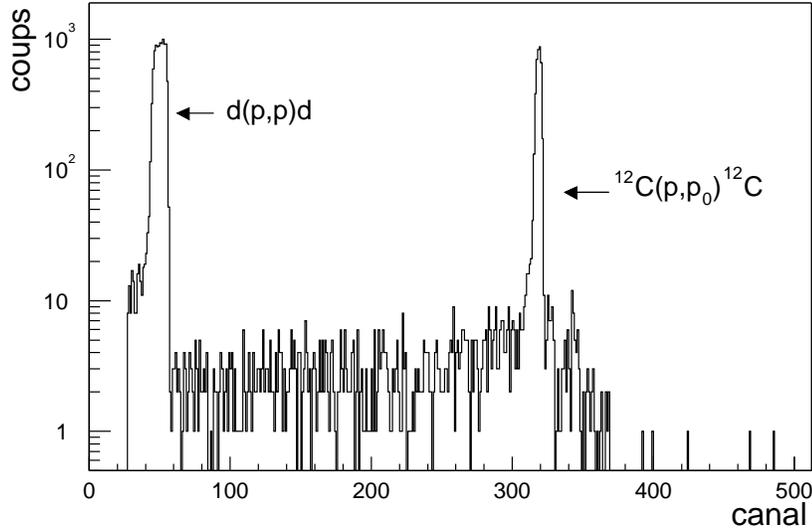


Fig. 3.18: Détermination de l'épaisseur des cibles à l'aide d'un faisceau de protons (cible 4). L'intégration des pics de diffusion élastique $d(p,p)d$ et $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ permet de déterminer le nombre d'atomes de ^{12}C et de deuterium présents dans la cible, ainsi que la stoechiométrie de la cible.

La Figure 3.18 représente un spectre typique où l'on peut voir deux pics correspondant à chaque type de diffusion élastique. La différence de largeur entre les deux pics vient du fait qu'il y a un facteur 3 entre les pertes d'énergie d'un proton de recul de 350 keV [$d(p,p)d$] et de 2 MeV [$^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$] dans les cibles de CD_2 . Aucun autre pic n'est visible dans le spectre ce qui indique que la cible ne possède pas de contaminant en quantité plus lourde que l'hydrogène. Comme pour la méthode utilisant la source d' ^{241}Am , plusieurs mesures à différents endroits de chaque cible ont été faites pour vérifier leur homogénéité. Le Tableau 3.4 résume les résultats obtenus pour chaque cible.

Tab. 3.4: Épaisseurs des cibles déterminées avec l'utilisation d'un faisceau de protons.

Cible	$N(^{12}\text{C})$ (10^{18} at/cm 2)	$N(d)$ (10^{18} at/cm 2)	Stoechiométrie	Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
4	4.09	7.88	1.93	107 ± 5.4
5	4.30	7.95	1.86	112 ± 5.6
6	5.30	10.00	1.89	139 ± 7

On remarque que l'épaisseur de la cible 6 est plus grande d'environ 40% par

rapport aux cibles 4 et 5 confirmant ainsi les résultats obtenus à l'aide de la source α . Par contre la stoechiométrie est très proche de 2 (à 5% près). Les cibles sont donc restées stables en épaisseur et en stoechiométrie au cours de l'expérience. L'incertitude sur cette méthode est d'environ 7% et est principalement dûe à l'interpolation à 2.8 MeV des données expérimentales d(p,p)d[Koc69].

Résultats

Les résultats des mesures précédentes sont récapitulés dans le Tableau 3.5. Les épaisseurs moyennes pour chaque cible ont été obtenues en pondérant les résultats des mesures utilisant la source d' ^{241}Am et le faisceau de protons, sans prendre en compte la détermination par double pesée, principalement à cause des différences pour la cible 6. L'erreur associée à l'épaisseur de la cible 5 est plus grande que pour les cibles 4 et 6 puisque les deux méthodes (α et proton) donnent des épaisseurs incompatibles à 1σ .

L'étude des cibles de CD_2 a permis de mettre en évidence une très bonne tenue de ces cibles sous faisceau, que ce soit au niveau de l'homogénéité ou de la stoechiométrie. En effet les charges totales accumulées sont somme toute faibles (≈ 60 nC) due à l'utilisation d'un faisceau radioactif. Les charges accumulées lors du bombardement des cibles avec le faisceau d' ^{18}O est comparable. Bien que le faisceau d' ^{18}O soit stable, nous avons gardé des taux de comptages faibles pour ne pas avoir un temps mort trop important.

Tab. 3.5: Comparaison des différentes méthodes pour la mesure de l'épaisseur des cibles.

Cible	Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)			Épaisseur Moyenne
	Pesée	^{241}Am	Protons	
4	95 ± 9.5	100 ± 5.5	107 ± 5.4	104 ± 3.9
5	95 ± 9.5	92 ± 5	112 ± 5.6	101 ± 9.9
6	100 ± 10	140 ± 7.7	139 ± 7	139 ± 5.1

3.6.2 Intensité du faisceau

Contrairement à l'utilisation de faisceaux stables où les intensités sont importantes et peuvent être directement mesurées en bout de ligne à l'aide d'une cage de Faraday, l'utilisation de faisceaux radioactifs nécessite d'autres méthodes. En effet, des intensités typiques pour des faisceaux radioactifs de l'ordre de 10^5 part/s revient à mesurer des courants de l'ordre de 100 fA¹. Ces mesures sont trop incertaines pour être utilisées pour la normalisation bien qu'elles permettent de suivre en temps réel,

¹pour un état de charge 6^+

mais de manière qualitative, l'intensité du faisceau. Nous avons donc utilisé les diffusions élastiques du faisceau de ^{18}F sur le carbone et le deutérium des cibles de CD_2 détectées à l'avant avec LEDA. C'est en effet le type d'interaction le plus probable puisque les sections efficaces mises en jeu sont de l'ordre du barn.

Diffusions élastiques $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$

La barrière coulombienne du système $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$ ($B_C = 12$ MeV) est bien supérieure à l'énergie disponible dans le centre de masse (≈ 1.4 MeV), ce qui garantit que le mécanisme de diffusion élastique soit purement coulombien. Les noyaux de ^{18}F utilisés pour déterminer l'intensité du faisceau sont détectés dans LEDA (à l'avant dans le centre de masse) et ont été sélectionnés dans un spectre bidimensionnel $\text{TOF} \times E$ (voir Figure 3.19).

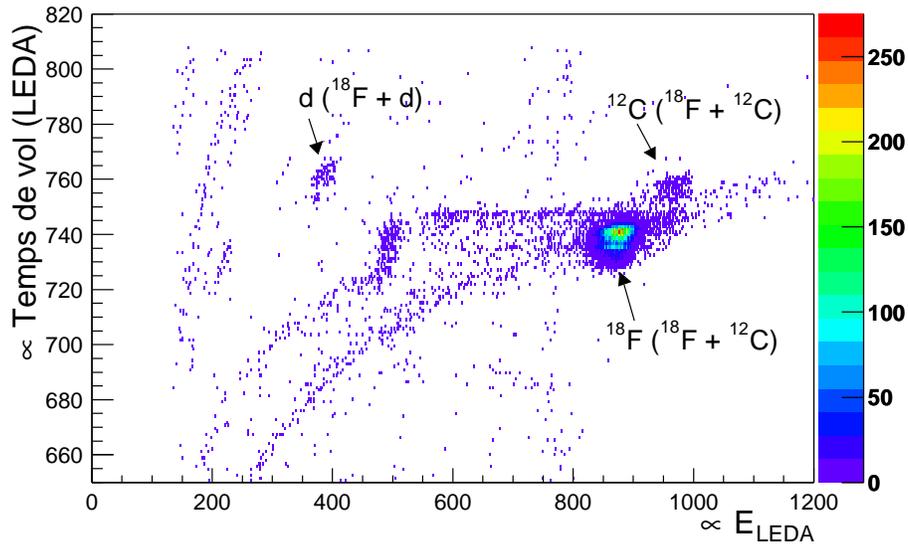


Fig. 3.19: Spectre $\text{TOF} \times E_{\text{LEDA}}$ dans la piste n° 3 de LEDA. On observe les trois tâches principales de diffusion élastique associées aux réactions $^{18}\text{F} + p$ et $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$.

On peut distinguer trois tâches principales correspondant toutes à des réactions de diffusions élastiques. La plus importante correspond aux noyaux de ^{18}F provenant de la réaction $^{12}\text{C}(^{18}\text{F}, ^{12}\text{C})^{18}\text{F}$. Légèrement en haut à droite se trouve une autre tâche correspondant aux noyaux de ^{12}C venant de la même réaction de diffusion $^{12}\text{C}(^{18}\text{F}, ^{12}\text{C})^{18}\text{F}$. La différence de statistiques entre ces deux tâches vient du fait que les sections efficaces de diffusion élastique sont différentes d'un facteur 100 entre les ^{18}F qui sont émis à l'avant dans le centre de masse ($\sigma \approx 10$ b/sr) et les ^{12}C qui sont émis à l'arrière ($\sigma \approx 155$ mb/sr). Nous avons vérifié que les intensités de faisceau de ^{18}F obtenues avec chacune de ces tâches étaient les mêmes. On peut aussi distinguer

la tâche de diffusion élastique correspondant aux deutons que nous avons utilisés précédemment pour obtenir la distribution angulaire de la Figure 3.21.

La sélection des noyaux de ^{18}F s'est systématiquement effectuée dans la piste numéro 3. Plusieurs raisons justifient ce choix. En effet, vu depuis la cible, cette piste possède l'angle solide le plus important du fait de la découpe des pistes 1 et 2 (voir Figure 2.4). De plus, cette piste étant loin de l'axe du faisceau, les effets d'un décentrage du faisceau sont moins importants que pour les pistes les plus internes de LEDA. Enfin, à cet angle, on sépare très clairement les pics de diffusion élastique du ^{18}F et du ^{12}C , qui se mélangent pour des angles plus petits rendant la détermination de l'intensité du faisceau moins précise.

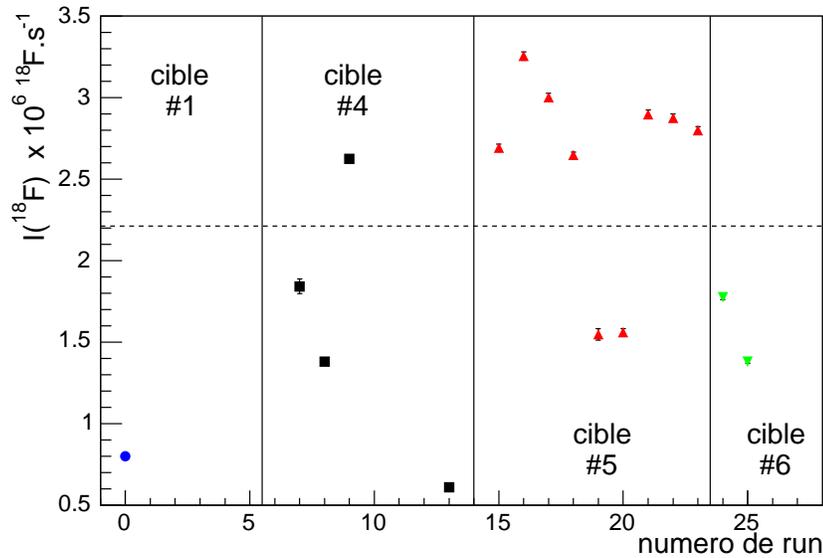


Fig. 3.20: Intensité moyenne du faisceau de ^{18}F pour les différents runs de l'expérience. Le trait pointillé représente la valeur de l'intensité moyennée sur la durée totale de l'expérience.

La Figure 3.20 représente les intensités du faisceau de ^{18}F au cours de l'expérience en fonction des différents runs. L'intensité moyenne intégrée sur la durée de l'expérience est $I_{\text{fais}} = 2.2 \times 10^6 \text{ }^{18}\text{F} \cdot \text{s}^{-1}$.

Diffusions élastiques $^{18}\text{F} + \text{d}$

L'utilisation de la diffusion élastique $^{18}\text{F} + \text{d}$ pour la détermination de l'intensité du faisceau est potentiellement intéressante puisqu'elle permet de s'affranchir de la stoechiométrie et de l'épaisseur de la cible de CD_2 . En effet, lors de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F}, \text{p})^{19}\text{F}$, la quantité importante pour la normalisation est le nombre de noyaux

de deutons présents dans la cible. Ces derniers sont détectés à l'avant dans LEDA, ce qui correspond à des angles arrière dans le centre de masse puisque la diffusion élastique se fait en cinématique inverse. La section efficace n'est donc pas très grande et vaut typiquement 69 mb/sr pour un angle polaire de détection de 15.5° (couronne n° 3). Malheureusement, à ces angles arrière dans le centre de masse ($\theta_{c.m.} \approx 150^\circ$), la diffusion élastique n'est pas purement coulombienne ce qui rend impossible l'utilisation de cette réaction pour la normalisation absolue.

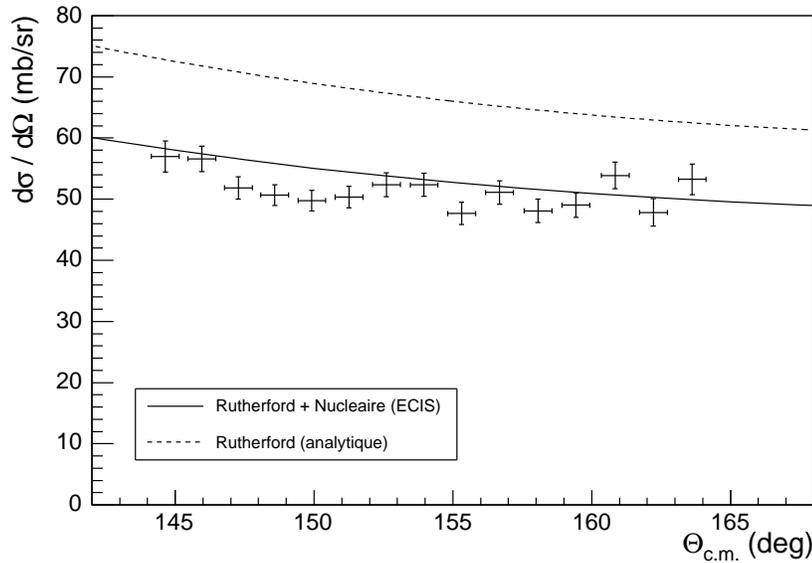


Fig. 3.21: Distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique $^{18}\text{F} + d$ comparée à un calcul coulombien (traits pointillés) ainsi qu'à un calcul prenant en compte la contribution nucléaire (trait plein).

La Figure 3.21 représente les données expérimentales correspondant à un run obtenu avec la cible 5. Chaque point correspond à la somme de la statistique des huit pistes de LEDA se trouvant à un même angle. La normalisation absolue de la section efficace différentielle a été obtenue pour une épaisseur de cible de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et pour une intensité $I = 2.6 \times 10^6 \text{ }^{18}\text{F} \cdot \text{s}^{-1}$ déterminée à partir de la diffusion élastique $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$ (voir paragraphe précédent). On peut remarquer que les points expérimentaux se trouvent en moyenne 20% en dessous de la distribution angulaire purement coulombienne calculée en intégrant la formule de Rutherford sur l'épaisseur de la cible (courbe en pointillés). La courbe en trait plein est un calcul plus complet de la section efficace différentielle prenant en compte la contribution nucléaire de la diffusion élastique. Ce calcul a été réalisé à l'aide du code ECIS[Ray71] avec des potentiels optiques extraits de la compilation de [Per76]. Ce calcul reproduit de manière assez raisonnable la normalisation et la forme de la section efficace différentielle mettant

en évidence l'importance des effets nucléaires aux grands angles arrière (dans le C.M.) et à basse énergie. En effet, bien que l'énergie disponible dans le centre de masse (1.4 MeV) soit inférieure à la barrière coulombienne (2.4 MeV), ce qui pourrait laisser penser en première approche que la réaction est sous coulombienne, la réaction $^{18}\text{F} + \text{d}$ n'est pas assez « sous-coulombienne » pour pouvoir négliger la composante nucléaire de la diffusion élastique aux grands angles dans le centre de masse. Il ne semble donc pas judicieux d'utiliser la diffusion élastique $^{18}\text{F} + \text{d}$ pour calculer l'intensité du faisceau. Nous avons ainsi préféré utiliser la diffusion élastique $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$.

3.6.3 Incertitudes sur la normalisation

Les intensités présentées précédemment ont été calculées d'après la formule suivante :

$$I_{fais} = \frac{N(^{18}\text{F})}{N(^{12}\text{C})\epsilon d\sigma/d\Omega\Delta\Omega} \quad (3.4)$$

où $N(^{18}\text{F})$ et $N(^{12}\text{C})$ sont respectivement le nombre de noyaux de ^{18}F sélectionnés dans le spectre $TOF \times E$ et le nombre de noyaux de carbone présents dans la cible. La section efficace différentielle mise en jeu correspond à la diffusion élastique $^{12}\text{C}(^{18}\text{F}, ^{12}\text{C})^{18}\text{F}$.

Il est possible de combiner les Equations 3.3 et 3.4 pour éliminer l'intensité du faisceau ainsi que l'épaisseur de cible. On obtient alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(d,p)} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^{18}\text{F}} \frac{N(p)}{N(^{18}\text{F})} \frac{N(^{12}\text{C})}{N(d)} \frac{\Delta\Omega(^{18}\text{F})}{\Delta\Omega(p)} \quad (3.5)$$

où $\Delta\Omega(^{18}\text{F})$ est l'angle solide dans LEDA associé à la diffusion élastique $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$ et où $N(d)/N(^{12}\text{C})$ est le coefficient stoechiométrique des cibles de CD_2 . L'erreur sur la normalisation dépend donc de l'erreur statistique sur le nombre de noyaux de ^{18}F sélectionnés (typiquement 2%), de l'erreur sur les angles solides et principalement de l'erreur sur l'angle auquel il faut calculer la section efficace de diffusion élastique $(d\sigma/d\Omega)_{^{18}\text{F}}$. Ces erreurs dépendent des propriétés du faisceau telles que son centrage et sa taille ainsi que de l'ouverture angulaire des pistes de LEDA.

Centrage du faisceau

En comparant la statistique obtenue dans huit pistes de LEDA appartenant à une même couronne (même angle), on s'aperçoit que la statistique est répartie selon une sinusoïde (voir Figure 3.22) que l'on peut reproduire à l'aide de notre simulation du dispositif expérimental. Cela s'explique simplement si l'impact du faisceau sur la cible n'est pas centré. L'impact est alors défini par un couple de paramètres (r, θ) déterminant sa position. La phase de la sinusoïde permet d'accéder à l'angle θ alors

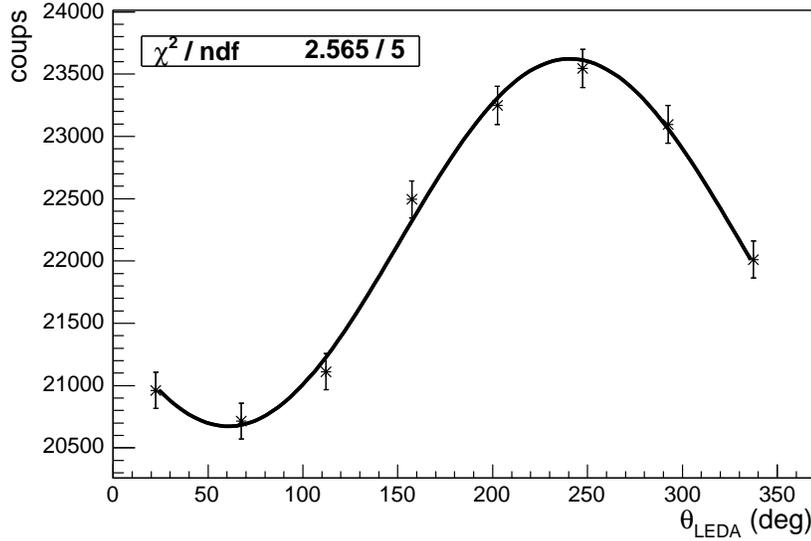


Fig. 3.22: Répartition de la statistique correspondant à la diffusion élastique $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$ pour une même couronne de LEDA en fonction de l'angle.

que l'amplitude est reliée à la distance à l'axe. Les décalages par rapport à l'axe sont typiquement de 2 mm. En comparant des simulations dans le cas où le faisceau est centré et décentré, nous avons estimé l'erreur sur l'angle solide de LEDA venant du centrage du faisceau inférieure à 2%. En effet, la variation de statistique observée sur la Figure 3.22 ne provient pas d'une différence d'angle solide mais de l'effet de la différence d'angle moyen de chaque piste. Même si cette différence est très faible (0.2° pour un décalage de 2 mm et la piste numéro 3), la section efficace différentielle de diffusion élastique varie très rapidement ($\propto 1/[\sin(\theta/2)]^4$) ce qui est d'autant plus important aux angles avant. L'erreur ainsi obtenue est de 6%. Il est intéressant de noter que l'on peut observer la même différence de statistique pour les couronnes de LAMP. Cette fois, ce n'est plus comme dans LEDA la différence d'angle moyen qui est responsable de cet effet, mais la différence d'angle solide puisque LAMP est très proche de la cible.

Taille du faisceau

La taille du faisceau de ^{18}F est mal définie et difficilement mesurable. Nous avons pris une extension typique de 8 mm à mi-hauteur. Nous avons alors comparé des simulations prenant cet effet en compte à des simulations où le faisceau est supposé ponctuel et observé que l'erreur sur l'angle solide de LEDA est négligeable. De plus la taille du faisceau n'a pas d'influence sur la valeur de l'angle moyen des pistes puisque le halo est supposé symétrique.

Énergie du faisceau

La largeur à mi-hauteur de la distribution en énergie du faisceau est environ 1% de sa valeur nominale soit ≈ 140 keV. L'erreur associée sur la section efficace différentielle de diffusion élastique $(d\sigma/d\Omega)_{^{18}\text{F}}$ est de 2%. Pour ce calcul, la dépendance de la section efficace différentielle de Rutherford le long de la cible a été pris en compte.

Conclusion

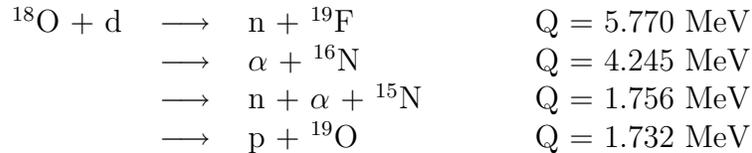
Les erreurs précédentes étant indépendantes, nous les avons sommées quadratiquement pour obtenir une erreur totale sur la normalisation de 7% que ce soit avec le faisceau de ^{18}F ou $d^{18}\text{O}$.

3.7 Données supplémentaires

Nous présentons ici la reconstruction d'événements autres que ceux provenant de la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. Les conditions de reconstruction de l'énergie d'excitation sont les mêmes que dans le cas de la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. En particulier, on a pris $E(^{18}\text{F}) = 14$ MeV et $d(\text{LAMP-cible}) = -8.7$ cm.

3.7.1 $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$

En marge du faisceau de ^{18}F , nous avons pu bénéficier d'un faisceau d' ^{18}O . Pour les mêmes arguments de barrière coulombienne que pour le ^{18}F , peu de réactions sont possibles :



Dans le spectre bidimensionnel $E_{LAMP} \times \Theta_{LAMP}$ (Figure 3.23 à gauche), une unique bande cinématique est détectée et provient de la réaction $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$ où l' ^{19}O est peuplé dans son état fondamental. En effet, pour les autres réactions possibles, ou bien les neutrons ne sont pas détectés dans LAMP [$D(^{18}\text{O},n)^{19}\text{F}$], ou bien les α ont des énergies trop faibles (au maximum 900 keV pour la réaction $D(^{18}\text{O},\alpha)^{16}\text{N}$) pour sortir du bruit électronique.

Pour la sélection des événements, nous n'avons pas utilisé directement le spectre bidimensionnel $E_{LAMP} \times \Theta_{LAMP}$, mais nous avons préféré faire des coupures dans le plan $TOF_{LAMP} \times E_{LAMP}$ (voir Figure 3.23 à droite) pour mieux sélectionner les événements proches du bruit de fond ($E_p \lesssim 900$ keV). L'énergie d'excitation des

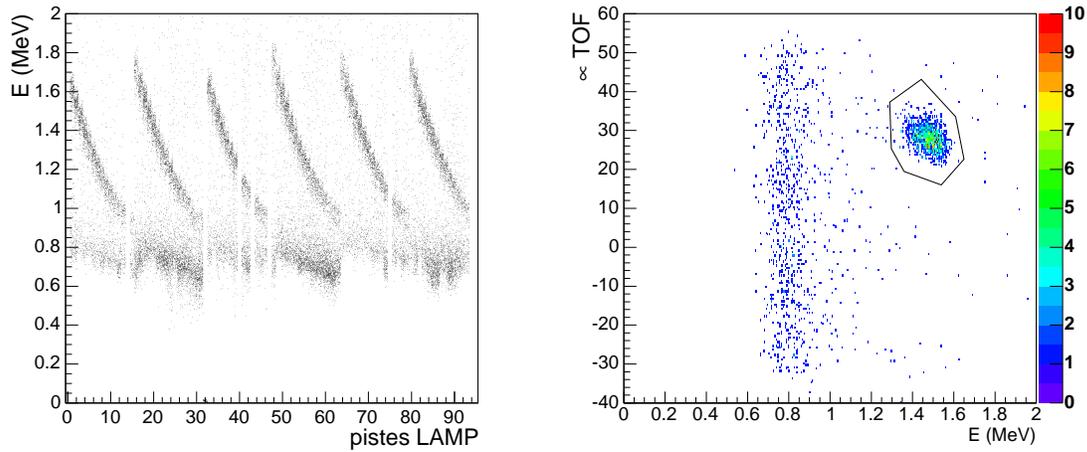


Fig. 3.23: Gauche : Courbes cinématiques obtenues en « singles » avec le faisceau $d^{18}\text{O}$. Droite : Sélection des événements dans un spectre bidimensionnel $\text{TOF} \times E$.

événements sélectionnés est alors reconstruite de la même manière que pour les événements de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F}, \text{p})^{19}\text{F}$. Le spectre en énergie d'excitation de ^{19}O obtenu est représenté sur la Figure 3.24 à gauche.

On observe un pic large et dissymétrique que nous avons déconvolué en faisant un ajustement à deux gaussiennes dont les positions et les normalisations sont variables alors que leur largeur a été prise identique. Le meilleur résultat est obtenu lorsque les deux gaussiennes sont séparées de 98 keV, ce qui correspond à l'écart entre le niveau fondamental et le premier état excité ($E_X = 96$ keV) de ^{19}O (voir Figure 3.24 à droite). Il est donc possible d'extraire la contribution relative de chacun de ces deux états. Cependant la résolution n'est pas suffisante pour extraire les distributions angulaires pour chacun de ces niveaux.

Les états de plus haute énergie d'excitation de ^{19}O ne sont pas visibles dans LAMP. En effet, l'énergie disponible dans le centre de masse est trop faible pour que les protons aient des énergies suffisantes pour être détectés à l'arrière dans le laboratoire par LAMP. On a typiquement $E_p < 200$ keV pour le niveau $E_X(^{19}\text{O}) = 1.472$ MeV aux angles arrière correspondant à la couverture angulaire de LAMP. Cependant nous avons pu observer des protons correspondant à ce niveau excité à l'avant dans LEDA où l'énergie déposée est d'environ 4 MeV.

3.7.2 $\text{D}(^{18}\text{F}, \alpha)^{16}\text{O}$

La sélection des événements correspondant à la réaction $\text{D}(^{18}\text{F}, \alpha)^{16}\text{O}$ s'est faite suivant les coupures dans le plan $E_{\text{LAMP}} \times E_{\text{LEDA}}$ présentées Figure 3.1. Pour cette réaction, les particules détectées dans LAMP étant des α , l'énergie reconstruite

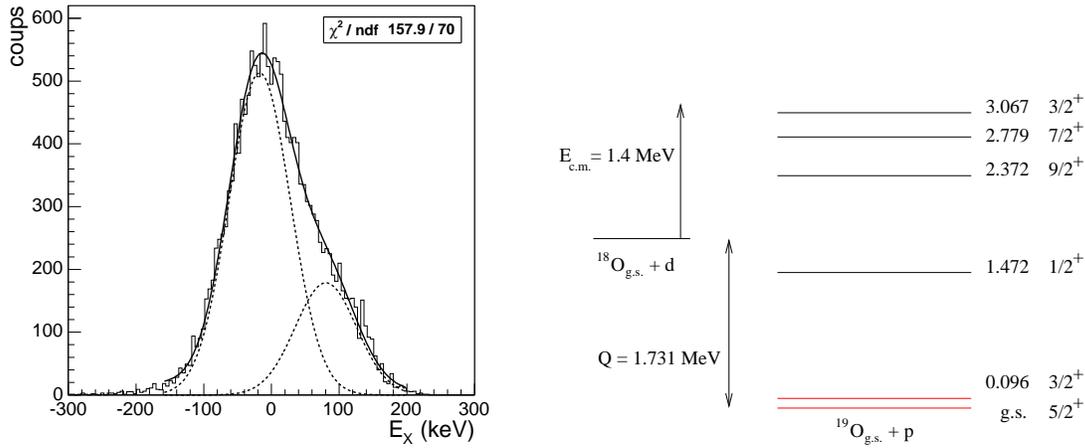


Fig. 3.24: Gauche : Reconstruction de l'énergie d'excitation de l' ^{19}O et déconvolution du pic correspondant à l'état fondamental et au premier état excité. Droite : Schéma de niveaux de l' ^{19}O .

correspond aux états excités de l' ^{16}O . Le spectre en énergie d'excitation obtenu est représenté sur la Figure 3.25.

On observe quatre pics correspondant clairement aux premiers états excités de l' ^{16}O (voir Tableau 3.6). Ces pics étant identifiés sans ambiguïté, nous n'avons pas cherché ici à faire une recalibration précise de l'énergie d'excitation comme nous l'avons fait pour les données de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$.

Tab. 3.6: Caractéristiques des premiers niveaux excités de l' ^{16}O .

Niveaux (keV)	Spin/Parité (J^{Π})
0	0^+
6049	$\left\{ \begin{array}{l} 0^+ \\ 3^- \\ 2^+ \\ 1^- \end{array} \right.$
6129	
6917	
7116	
8872	2^-

La résolution (≈ 350 keV à mi-hauteur) n'est pas assez bonne pour résoudre les deux groupes de doublets à 6 et 7 MeV. Il est intéressant de noter que la largeur des pics est de deux à quatre fois plus grande que pour les spectres obtenus avec des protons (voir figure 3.9). Ceci est purement dû à un effet de pertes d'énergie. En effet, pour la même épaisseur de cible de CD_2 , des α de 4 MeV perdent cinq fois plus d'énergie que des protons de 2 MeV ce qui dégrade d'autant la résolution. Les spins et parités de l'état fondamental et de l'état à 8.872 MeV de l' ^{16}O indiquent

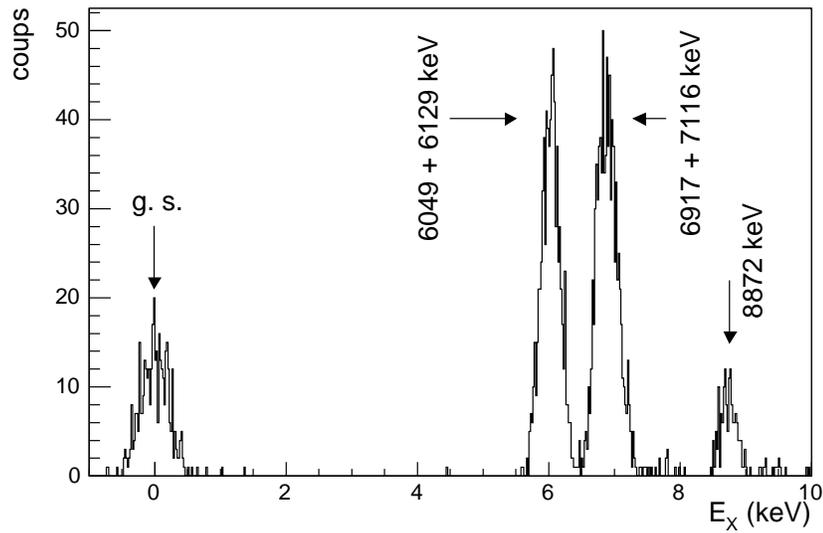


Fig. 3.25: Reconstruction de l'énergie d'excitation de ^{16}O pour les événements sélectionnés dans les zones 2, 3 et 5 (voir Figure 3.1). On peut observer quatre groupes de niveaux excités.

que le moment angulaire emporté par la particule α vaut respectivement 0 et 1. Ces valeurs de moment angulaire ne permettent pas de mettre de contraintes sur les niveaux peuplés à 6 et 7 MeV.

4.1 Introduction

Dans cette partie, nous cherchons à extraire l'information spectroscopique des différents états excités du ^{19}F peuplés par la réaction de transfert $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ en utilisant le modèle de la DWBA. Cela est possible en comparant les distributions angulaires expérimentales à celles obtenues à l'aide d'un modèle nucléaire. Nous présentons ici de manière succincte le modèle de la DWBA ainsi que les diverses hypothèses de la méthode et nous l'appliquons ensuite aux données expérimentales.

4.2 Présentation de la DWBA

Avant de rentrer dans le détail des approximations menant à la formulation de la section efficace dans le cadre de la DWBA, il semble intéressant de présenter quelques résultats généraux utiles, obtenus dans le cas de la théorie de la diffusion.

4.2.1 Éléments de la théorie de la diffusion

Soit une particule incidente de vecteur d'onde \vec{k}_α et représentée par l'onde plane :

$$\varphi_\alpha = e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}}. \quad (4.1)$$

L'énergie E de la particule libre est reliée au vecteur d'onde par la relation $|\vec{k}_\alpha|^2 = k_\alpha^2 = \sqrt{2\mu E}/\hbar c$. Lorsque cette onde plane est diffusée de manière élastique ou inélastique par un centre diffuseur (Figure 4.1), la fonction d'onde stationnaire du système

est donnée dans sa limite asymptotique (loin de l'interaction) par :

$$\Psi_{\alpha}^{(+)} \xrightarrow[r \rightarrow \infty]{} e^{i\vec{k}_{\alpha} \cdot \vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ik_{\beta} r}}{r}. \quad (4.2)$$

Le terme $e^{ik_{\beta} r}/r$ représente l'onde sphérique diffusée se propageant dans le sens des r croissant. Si $\alpha = \beta$ il s'agit alors d'une diffusion élastique, sinon d'une diffusion inélastique. Le terme $f(\theta)$ s'appelle *amplitude de diffusion* et dépend de l'angle entre la direction de la particule incidente et émergente.

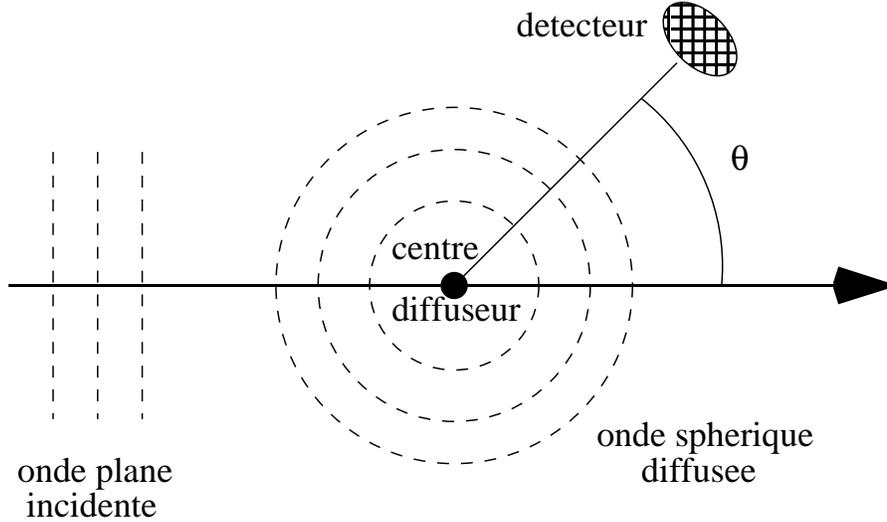


Fig. 4.1: Représentation schématique du phénomène de diffusion d'une onde plane incidente sur un centre diffuseur. L'onde diffusée est sphérique.

La section efficace de diffusion se calcule aisément à l'aide de la fonction d'onde précédente en faisant le rapport du flux sortant après diffusion et du flux entrant par unité de surface. On obtient alors pour la section efficace de diffusion :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{v_{\beta}}{v_{\alpha}} |f(\theta)|^2. \quad (4.3)$$

Il est usuel d'exprimer la section efficace différentielle précédente en fonction de la matrice de transition T définie par :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu} f(\theta). \quad (4.4)$$

On obtient alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \left(\frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} \right) |T_{\alpha \rightarrow \beta}|^2. \quad (4.5)$$

La relation générale (4.5) fait le lien entre l'expérience qui fournit la section efficace différentielle et les modèles théoriques qui calculent les amplitudes de transition. Il est donc nécessaire d'exprimer de manière quantitative l'élément de matrice $T_{\alpha \rightarrow \beta}$. Pour cela il convient de résoudre l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi_{\alpha}^{(+)} = E\Psi_{\alpha}^{(+)} \quad \text{soit} \quad -\frac{\hbar^2}{2\mu}[\Delta + k_{\alpha}^2]\Psi_{\alpha}^{(+)} = -V(\vec{r})\Psi_{\alpha}^{(+)}, \quad (4.6)$$

correspondant à la diffusion par un potentiel $V(\vec{r})$ (supposé ici central) d'une particule libre non relativiste ne possédant pas de degrés de liberté internes.

L'équation (4.6) peut alors se transformer sous la forme d'une intégrale[Mes65] :

$$\Psi_{\alpha}^{(+)} = e^{i\vec{k}_{\alpha} \cdot \vec{r}} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_{\beta} \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} V(\vec{r}')\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}')d\vec{r}'. \quad (4.7)$$

Cette équation est connue sous le nom d'*équation intégrale de la diffusion*. L'équation de Schrödinger (4.6) n'a pas été ici résolue puisque la fonction d'onde $\Psi_{\alpha}^{(+)}$ apparaît aussi dans l'intégrale, cependant l'intérêt d'une telle formulation est que dans la limite $\vec{r} \gg \vec{r}'$ on retrouve la forme asymptotique (4.2). En utilisant la relation (4.4), il en découle l'expression générale des éléments de matrice de transition :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int e^{-i\vec{k}_{\beta} \cdot \vec{r}} V(\vec{r})\Psi_{\alpha}^{(+)}d\vec{r}, \quad (4.8)$$

que l'on note encore :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \varphi_{\beta}^{(-)} | V | \Psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (4.9)$$

4.2.2 Généralisation à des collisions quelconques

Jusqu'à présent nous n'avons pris en compte ni la structure interne des particules ni leur spin. Nous allons maintenant généraliser les résultats précédents en prenant en compte ces effets dans le cadre d'une réaction nucléaire quelconque du type A(a,b)B. Soient α la voie d'entrée A+a et β la voie de sortie B+b. L'Hamiltonien total décrivant la réaction précédente peut s'écrire indépendamment dans la voie d'entrée ou la voie de sortie :

$$H = H_a + H_A + T_{aA} + V_{aA} \quad (\text{voie d'entrée}) \quad (4.10)$$

et

$$H = H_b + H_B + T_{bB} + V_{bB} \quad (\text{voie de sortie}) \quad (4.11)$$

avec :

H_a, H_A, H_b, H_B : Hamiltoniens internes des noyaux a, A, b, B ,
 T_{aA}, T_{bB} : énergies cinétiques relatives dans le centre de masse,
 V_{aA}, V_{bB} : potentiels d'interaction respectivement dans la voie d'entrée et la voie de sortie.

On notera ψ_a, ψ_A, ψ_b et ψ_B , les fonctions d'ondes internes des noyaux a, A, b et B . La fonction d'onde stationnaire (4.2) s'écrit alors :

$$\Psi_\alpha^{(+)} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}} + f(\theta) \psi_b \psi_B \frac{e^{ik_\beta \cdot r}}{r}. \quad (4.12)$$

Les éléments de matrices de transitions (4.8) s'écrivent alors[Aus70] :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \iint \psi_b^* \psi_B^* e^{-i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} V_{bB}(\vec{r}_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta, \quad (4.13)$$

On notera que le potentiel d'interaction dans l'expression précédente correspond au potentiel dans la voie de sortie. On dit que les éléments de matrices précédents sont représentés dans leur forme dite « post ». Si l'on formule ces éléments de matrices en fonction du potentiel d'interaction de la voie d'entrée, on obtient la forme équivalente dite 'prior' :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \iint \Psi_\beta^{(-)} V_{aA}(\vec{r}_\alpha) \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta, \quad (4.14)$$

Dans le cas précédent de la diffusion élastique ou inélastique, aucune distinction n'a été faite sur le type de potentiel d'interaction puisque c'est le même dans la voie d'entrée et la voie de sortie.

La section efficace différentielle non polarisée s'écrit alors après sommation sur toutes les projections des moments angulaires :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) \frac{1}{(2J_A + 1)(2s_a + 1)} \sum_{M_a M_A M_b M_B} |T_{\alpha \rightarrow \beta}|^2. \quad (4.15)$$

Les expressions précédentes des amplitudes de transitions et de la section efficace différentielle ont été obtenues dans le cadre d'une description stationnaire. Une dérivation plus rigoureuse de ces formules doit prendre en compte l'évolution dans le temps de la particule incidente sous forme de paquet d'ondes[Aus70].

4.2.3 Approximation de Born et ondes distordues

Le calcul exact des éléments de matrice de transition $|T_{\alpha \rightarrow \beta}|^2$ nécessite de connaître de manière exacte la fonction d'onde stationnaire $\Psi_\alpha^{(+)}$ ce qui n'est jamais le cas. Il est donc courant de faire plusieurs types d'approximations.

Si le potentiel d'interaction $V_{bB}(\vec{r}_\beta)$ est suffisamment faible, on devine que le terme de diffusion dans l'équation (4.7) est négligeable devant l'onde plane incidente $e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha}$. La matrice de transition (4.13) se met alors sous la forme :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} \simeq T_{\alpha \rightarrow \beta}^{Born} = \iint \psi_b^* \psi_B^* e^{-i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} V_{bB}(\vec{r}_\beta) \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta, \quad (4.16)$$

soit :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^{Born} = \iint e^{-i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} \langle b, B | V | a, A \rangle e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta, \quad (4.17)$$

Il s'agit de l'approximation de Born au premier ordre dans laquelle la solution de la fonction d'onde stationnaire $\Psi_\alpha^{(+)}$ est approximée par une onde plane. Cette approximation appelée Approximation de Born en Ondes Planes (PWBA en anglais) est assez crue et ne permet pas de rendre compte quantitativement des sections efficaces différentielles expérimentales.

Il est possible d'obtenir des formules plus précises en utilisant à la place des ondes planes, des fonctions plus voisines des solutions stationnaires exactes $\Psi_\alpha^{(+)}$. Pour cela, supposons que le potentiel d'interaction puisse se séparer en deux composantes :

$$V_{bB} = U_{bB} + W_{bB} \quad \text{avec} \quad W_{bB} = V_{bB} - U_{bB} \ll U_{bB}. \quad (4.18)$$

Par exemple U_{bB} peut représenter la diffusion élastique et W_{bB} un autre processus tel qu'une diffusion inélastique ou un transfert. Supposons de plus que la fonction d'onde χ_β associée au potentiel U_{bB} soit connue. Alors les éléments de matrice de transition (4.13) peuvent se mettre sous la forme *rigoureusement exacte* suivante [Gel53] :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | W_{bB} | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle + \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | U_{bB} | \psi_{aA} e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \rangle. \quad (4.19)$$

Cette formule est le point de départ des approximations menant à l'Approximation de Born en Ondes Distordues (DWBA en anglais). Pour toute réaction différente de la diffusion élastique ($\beta \neq \alpha$), le deuxième terme de l'équation précédente est identiquement nul puisque le potentiel d'interaction U_{bB} ne dépend pas de la structure interne du noyau cible A. De plus la solution stationnaire $\Psi_\alpha^{(+)}$ est dominée par la diffusion élastique et l'on peut écrire $\Psi_\alpha^{(+)} \approx |\psi_a \psi_A \chi_\alpha^{(+)}\rangle$, où $\chi_\alpha^{(+)}$ est la fonction d'onde solution de la diffusion élastique dans la voie d'entrée.

Dans ces conditions, l'amplitude de transition (4.19) dans l'approximation de la DWBA et dans sa représentation « post » se met sous la forme :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^{DWBA} = \iint \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta)^* \langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta. \quad (4.20)$$

Il s'agit d'une Approximation de Born puisque la fonction d'onde stationnaire $\Psi_\alpha^{(+)}$ est approximée au premier ordre par les fonctions d'ondes distordues χ_α et χ_β ,

solutions des réactions de diffusion élastique A(a,a)A et B(b,b)B. Ces fonctions ne sont pas connues théoriquement mais générées à l'aide de l'équation de Schrödinger que l'on résout pour un potentiel d'interaction U_{aA} et U_{bB} . Ces potentiels sont obtenus par ajustement sur des mesures expérimentales de diffusion élastique.

Le terme $\langle b, B|W_{bB}|a, A \rangle$ est appelé communément *facteur de forme* :

$$\langle b, B|W_{bB}|a, A \rangle = \int \psi_b^* \psi_B^* W_{bB} \psi_a \psi_A d\xi, \quad (4.21)$$

et correspond à l'intégrale sur les coordonnées internes (ξ) indépendantes de \vec{r}_α et \vec{r}_β du potentiel W_{bB} responsable des processus non élastiques. Ce terme contient toutes les informations sur la structure nucléaire et sur les règles de sélection des moments angulaires.

Considérons maintenant une réaction de transfert de type A(a,b)B où le projectile a est un noyau composite de type $a = b + x$ avec x la particule transférée sur le noyau cible A tel que $B = A + x$. Le potentiel d'interaction dans la représentation « post » est $W_{bB} = V_{bB} - U_{bB}$ où U_{bB} est le potentiel optique décrivant la diffusion élastique de la voie de sortie. Le potentiel V_{bB} peut être séparé en deux parties :

$$V_{bB} = V_{bA} + V_{bx}, \quad (4.22)$$

ce qui se traduit au niveau de la perturbation W_{bB} par :

$$W_{bB} = V_{bx} + (V_{bA} - U_{bB}). \quad (4.23)$$

Si la particule transférée x est petite devant A, il est usuel de négliger la différence de potentiels $V_{bA} - U_{bB}$ devant V_{bx} . On a alors pour expression du potentiel :

$$W_{bB} = V_{bx} \quad (4.24)$$

La discussion précédente a été faite avec un potentiel d'interaction dans la voie de sortie conduisant à des éléments de matrice de transition dans leur représentation 'post'. Un formalisme équivalent peut être développé avec un potentiel d'interaction dans la voie d'entrée amenant à une représentation « prior »[Aus70]. Dans la suite, tous les calculs présentés sont faits dans la représentation « post ».

4.2.4 Moments angulaires et parité

Le facteur de forme $\langle b, B|W_{bB}|a, A \rangle$ contient entre autre les règles de sélection des moments angulaires. Son calcul se réalise pratiquement en faisant un développement en multipôles dont chaque terme correspond à un moment angulaire orbital transféré[Aus70, Sat66] dont la définition est :

$$\vec{L}_t = \vec{L}_B - \vec{L}_a, \quad (4.25)$$

où \vec{L}_B et \vec{L}_a représentent respectivement les moments angulaires orbitaux des noyaux composites $B = A + x$ et $a = b + x$. L'intérêt d'un tel développement est que très souvent seulement une valeur de moment angulaire est autorisée ou importante pour une transition donnée. La sélection du multipole important se fait à l'aide des règles de sélection suivantes[Aus70] :

$$\vec{J}_t = \vec{J}_B - \vec{J}_A, \quad \vec{s}_t = \vec{s}_a - \vec{s}_b, \quad \vec{L}_t = \vec{J}_t - \vec{s}_t, \quad (4.26)$$

avec \vec{s}_i les spins et \vec{J}_i les moments angulaires totaux des différents noyaux. La conservation de la parité se traduit par :

$$\pi_a = \pi_b \pi_x (-1)^{L_a} \quad \text{et} \quad \pi_B = \pi_A \pi_x (-1)^{L_B}, \quad (4.27)$$

où π_i sont les parités intrinsèques des noyaux mis en jeux.

Expérimentalement la forme de la section efficace différentielle est reliée à la forme du facteur de forme $\langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle$ ce qui permet d'en déduire le moment angulaire orbital transféré \vec{L}_t .

4.2.5 Facteurs spectroscopiques

La normalisation du facteur de forme $\langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle$ est quant à elle reliée aux informations spectroscopiques des noyaux composites $B = A + x$ et $a = b + x$. Nous nous plaçons maintenant dans le cas particulier d'une réaction de transfert (d,p). On a alors $x = n$, $b = p$ et $a = d$. Le potentiel d'interaction V_{pn} étant indépendant des coordonnées de la cible A, on peut décomposer le facteur de forme de la façon suivante :

$$\langle p, B | V_{pn} | d, A \rangle = \langle B | A \rangle \langle p | V_{pn} | d \rangle \quad (4.28)$$

Le terme $\langle p | V_{pn} | d \rangle$ est proportionnel à $D(r) = V_{pn} \phi(r_{pn})$ où $\phi(r_{pn})$ est la fonction d'onde radiale du deuton. Ce terme sera le point de départ de différentes approximations décrites dans le paragraphe suivant.

Le terme $\langle B | A \rangle$ est la fonction de recouvrement des noyaux A et B et s'écrit[Mac74] :

$$\langle B | A \rangle = \sqrt{S_{BA}} \sum_j \langle J_A j; M_A m | J_B M_B \rangle \langle T_A t; N_A n | T_B N_B \rangle Y_m^{lj}(r) \mathcal{R}_{lj}(r), \quad (4.29)$$

où J_i et T_i sont les moments angulaires totaux et les isospins alors que Y_m^{lj} est une harmonique sphérique et $\mathcal{R}_{lj}(r)$ la fonction d'onde radiale du neutron transféré. Le facteur S_{BA} introduit dans la relation précédente est appelé facteur spectroscopique et mesure le recouvrement entre les états initiaux et finaux. S_{BA} représente la probabilité que le noyau composite (B) soit décrit comme un nucléon transféré (x) autour d'un coeur inerte (A).

Il est aussi usuel de trouver la définition suivante pour les facteurs spectroscopiques utilisant le coefficient de Clebsch–Gordon pour l’isospin[Sat83] :

$$S'_B = \langle T_A t; N_A n | T_B N_B \rangle S_B = C_B^2 S_B, \quad (4.30)$$

où T_i est l’isospin et N_i est sa projection sur l’axe de quantification. Dans le cas de la réaction de transfert $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$ on a $\langle T_A t; N_A n | T_B N_B \rangle = \langle 0 \ 1/2; 0 \ 1/2 | 1/2 \ 1/2 \rangle = 1$.

La section efficace expérimentale est alors reliée à la section efficace calculée dans le cadre du modèle de la DWBA pour une réaction de transfert (d,p) par la relation suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = C_B^2 S_B \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA}. \quad (4.31)$$

Dans le cas d’un transfert quelconque, il est nécessaire de prendre en compte le facteur spectroscopique des nucléons transférés dans le projectile. Pour une réaction de transfert (d,p) il s’agirait du facteur spectroscopique du neutron dans le deuton qui vaut 1.

D’une part la forme de cette section efficace nous renseigne sur le moment angulaire orbital transféré et d’autre part sa normalisation nous donne des informations sur la structure des états excités peuplés. Ces deux propriétés sont directement reliées au facteur de forme $\langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle$.

4.2.6 Portée finie

Le calcul des amplitudes de transition (4.20) nécessite de faire une intégrale sextuple sur les coordonnées de rayons des voies d’entrée et de sortie. Historiquement et pour des raisons de faibles capacités de calculs, l’approximation de calcul en portée nulle a souvent été utilisée. Cela consiste à approximer le terme $D(r) = V_{bn}\phi(r_{bn})$ dans l’élément de matrice nucléaire (4.21) par l’expression :

$$D(r) = D_0 \delta(r) \quad \text{avec} \quad D_0^2 = 1.5 \times 10^4 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{3/2} \quad (4.32)$$

Cela a l’avantage de transformer l’intégrale sextuple (4.20) en intégrale triple, rendant le calcul beaucoup plus simple. La justification d’une telle approximation est que dans la plupart des cas, le facteur de forme est de très courte portée que cela soit dû, soit à un potentiel d’interaction, soit à une fonction d’onde du projectile de courte portée. Cette approximation n’est valide que si le projectile est dans un état de couplage S ($L = 0$).

Une approximation un peu moins forte relaxant l’approximation de la portée nulle consiste à remplacer D_0 par[Sat83] :

$$D_0 \left[1 + \frac{1}{6} \rho^2 \Lambda(r) \right], \quad (4.33)$$

où ρ est la valeur quadratique moyenne de $D(r)$ et est une indication sur la portée de $D(r)$. $\Lambda(r)$ est un terme dépendant des potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie ainsi que du potentiel liant la particule transférée (x) au noyau cible (A). Il s'agit de l'approximation « LEA » (Local Energy Approximation) qui donne en général d'assez bons résultats par rapport à un calcul sans approximation.

Dans les calculs présentés dans la suite, nous n'avons fait aucune approximation du type précédent. Les calculs sont donc effectués en Portée Finie ou en FR-DWBA (Finite Range DWBA en anglais) et en représentation « post ». La Figure 4.2 représente la section efficace différentielle obtenue pour le niveau $E_X = 6.527$ MeV ($J^\pi = 3/2^+$) du ^{19}F dans le cas de calculs DWBA effectués avec l'approximation de Portée Nulle et LEA ainsi que sans approximation (Portée Finie). On observe un effet de 20% entre le calcul en Portée Nulle et Portée Finie, ce dernier étant toujours plus faible que le premier.

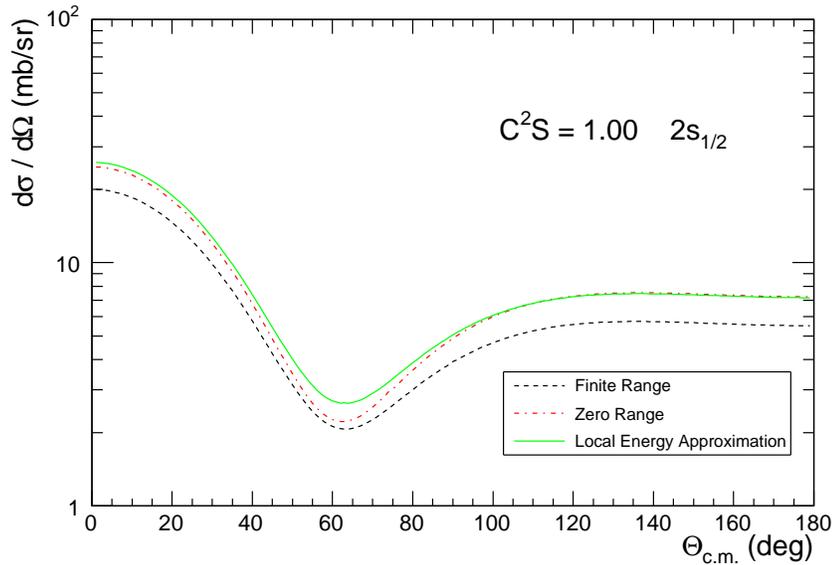


Fig. 4.2: Effet du type d'approximation dans le calcul DWBA de la distribution angulaire du niveau $E_X = 6.527$ MeV ($J^\pi = 3/2^+$) du ^{19}F . Les potentiels optiques utilisés sont issus de [de 64] (potentiels $B + B'$, voir paragraphe 4.4.2).

4.2.7 Résumé

Nous allons maintenant revenir sur les trois hypothèses de la DWBA contenues dans les éléments de matrice de transition (4.20).

Premièrement, le potentiel d'interaction mis sous la forme V_{bx} ne dépend pas des coordonnées du noyau cible. Le facteur de forme $\langle b, B | W_{bB} | a, A \rangle$ n'est alors non

nul *que* si le neutron transféré est déposé dans son état final[Gle75]. Cela revient à négliger tous les processus de type réarrangement de nucléons ou excitation par diffusion inélastique des protons ou deutons. Cela est souvent le cas si le processus de transfert est prédominant (niveaux bien peuplés). Pour des états faiblement peuplés, les processus précédents peuvent alors devenir important et des corrections doivent être appliquées (méthode des canaux couplés ...).

Le deuxième point concerne les ondes distordues $\chi_\alpha^{(+)}$ et $\chi_\beta^{(-)}$. Celles-ci sont obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger avec un potentiel optique rendant compte de la diffusion élastique. Pratiquement ce potentiel optique est déduit de l'analyse de données expérimentales de diffusion élastique. Les fonctions d'ondes distordues obtenues de cette manière sont bien déterminées mais dans la région asymptotique (loin de la zone d'interaction). Puisqu'il y a des incertitudes sur la détermination des potentiels optiques, il existe les mêmes incertitudes lorsqu'il s'agit d'extrapoler les fonctions d'ondes à l'intérieur du volume nucléaire. Cela est la principale source d'incertitude de la méthode de la DWBA.

Enfin, la dernière hypothèse est que le processus de transfert soit assez faible comparé à la diffusion élastique pour que l'on puisse le traiter au premier ordre. Cela est très souvent le cas.

4.3 Transfert à basse énergie (sous-coulombien)

L'énergie dans le centre de masse du ^{18}F pour la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ est $E_{c.m.} = 1.4$ MeV ce qui est inférieur à la barrière coulombienne de la voie d'entrée $B_C \approx 2.7$ MeV. Ces conditions énergétiques sont plutôt inusuelles pour des réactions de transfert dont les énergies incidentes sont typiquement de l'ordre de quelques MeV par nucléon et il est légitime de se demander s'il est toujours possible d'appliquer la méthode de la DWBA. Même si nous montrons que cela est le cas pour la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$, nous présentons dans un premier temps les caractéristiques des transferts à très basse énergie, dit « sous coulombien ».

4.3.1 Caractéristiques et particularités

Avec la condition énergétique $E_{c.m.} < B_C$, le transfert est qualifié de sous coulombien. Pour assurer un mécanisme de réaction direct et minimiser la formation d'un noyau composé, il est aussi requis que la particule émise dans la voie de sortie soit sous coulombienne, ce qui se traduit par un faible bilan de réaction, soit $Q \approx 0$. Ce type de réaction de transfert a été abondamment étudié d'un point de vu théorique dans les années 60[Aus70, Gol66]. Quelques études expérimentales ont été réalisées quant à elles pour des transferts de neutron et surtout pour des noyaux lourds ($A \geq 40$) et en particulier dans la région du plomb[Jea69, Ers62, Fra79].

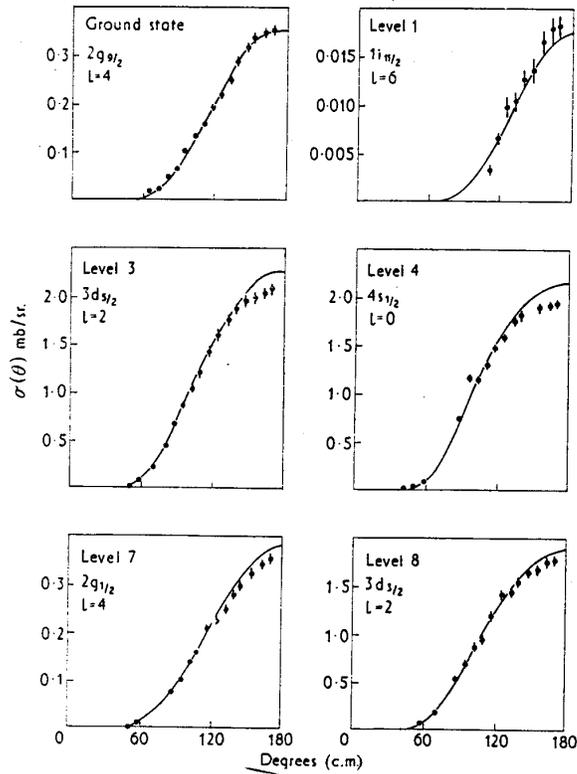


Fig. 4.3: Distributions angulaires pour différents moments angulaires transférés pour la réaction $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ mesurée à $E_d = 8 \text{ MeV}$ [Jea69].

Les caractéristiques d'un transfert sous-coulombien peuvent être observées sur la Figure 4.3 correspondant à la réaction $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ à 8 MeV[Jea69] ($E_d < B_C \approx 13 \text{ MeV}$). On note que les distributions angulaires sont très piquées à l'arrière et ont une forme indépendante du moment angulaire transféré du neutron (ici L varie de 0 à 6). Ces deux caractéristiques typiques des transferts sous coulombien peuvent se comprendre facilement à l'aide d'une description semi-classique[Mac74] qui est d'autant plus vraie si la vitesse relative des particules dans la voie d'entrée et de sortie est faible. Dans ce cas la trajectoire relative des particules se fait selon une orbite hyperbolique possédant une distance d'approche minimum pour les paramètres d'impact les plus faibles. De fait, pour des paramètres d'impact rasants (cas des réactions de transfert à quelques MeV par nucléon), les particules incidentes sont très fortement déviées dû à l'énergie incidente sous coulombienne. Dans le cas d'une réaction de transfert de neutron (d,p), le proton continue sa trajectoire coulombienne et pour les distances d'approche les plus faibles (collision centrale), ce dernier est réaccélééré par le champ coulombien vers l'arrière dans le centre de masse, ce qui se traduit par une distribution angulaire piquée aux angles arrière. Une autre

particularité des transferts sous coulombien est que la forme de la section efficace différentielle est indépendante du moment angulaire transféré.

Le transfert sous coulombien dans ces conditions présente plusieurs avantages. Les fonctions d'ondes distordues $\chi_\alpha^{(+)}$ et $\chi_\beta^{(-)}$ ont peu de recouvrement avec la zone de faible rayon où la théorie de la DWBA est la plus incertaine. Ce faible recouvrement empêche la plupart des réactions nucléaires de se faire. Ceci n'est cependant pas le cas des réactions de transfert (d,p) dont la fonction d'onde du neutron transféré varie lentement avec le rayon. Le recouvrement avec les fonctions d'ondes distordues se fait donc en dehors du volume nucléaire. Par conséquent l'intégrale intervenant dans le calcul des amplitudes de transition (4.20) est dominée par les portions les mieux connues des fonctions d'ondes. Pour des énergies incidentes bien en dessous de la barrière coulombienne, les sections efficaces différentielles obtenues avec un calcul prenant en compte des potentiels optiques et avec un calcul purement coulombien sont identiques[Gol66] comme le montre la Figure 4.4 à gauche (traits plein et traits en pointillé respectivement). Cela montre effectivement la faible sensibilité des calculs par rapport aux parties internes des fonctions d'onde. Il découle de cette faible dépendance des paramètres nucléaires que les facteurs spectroscopiques extraits dans ces conditions sont plus précis que ceux extraits dans les conditions usuelles de la DWBA. Dans une étude comparant des facteurs spectroscopiques déterminés à des énergies en dessous et au dessus de la barrière coulombienne[Jea69], l'erreur estimée sur les facteurs spectroscopiques est de $\approx 10\%$ à basse énergie contre $\approx 30\%$ à haute énergie.

4.3.2 Cas de la réaction $D(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$

Les conditions pour avoir un transfert sous coulombien ne sont pas simplement données par les deux relations suivantes :

$$E_{c.m.} < B_C \quad \text{et} \quad Q \approx 0.$$

En effet, le passage d'un comportement sous-coulombien à celui de réaction de transfert classique se fait progressivement comme on peut le voir sur la partie gauche de la Figure 4.4 pour la réaction $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$. Nous avons réalisé ces calculs dans l'approximation de la Portée Nulle. On observe que même pour des énergies incidentes inférieures et proches de la barrière coulombienne ($B_C \approx 4.5$ MeV), il est nécessaire de prendre en compte le potentiel nucléaire. Dans le cas de la réaction $D(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$, un calcul similaire aux précédents à l'énergie incidente $E(d) = 1.5$ MeV $\approx E(^{18}\text{F}) = 14$ MeV pour les niveaux $3/2^+$ à 6.5 MeV dans le ^{19}F montre qu'il est essentiel de prendre en compte le potentiel d'interaction nucléaire (voir Figure 4.4 à droite). Une étude sur les conditions requises pour avoir un transfert sous-coulombien[Smi65] a montré pour plusieurs noyaux (^{16}O , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{140}Ce , ^{206}Pb , ^{238}U) et pour une réaction de transfert (d,p) que le plan $(E_d - Q)$ peut être séparé en deux zones dont l'une

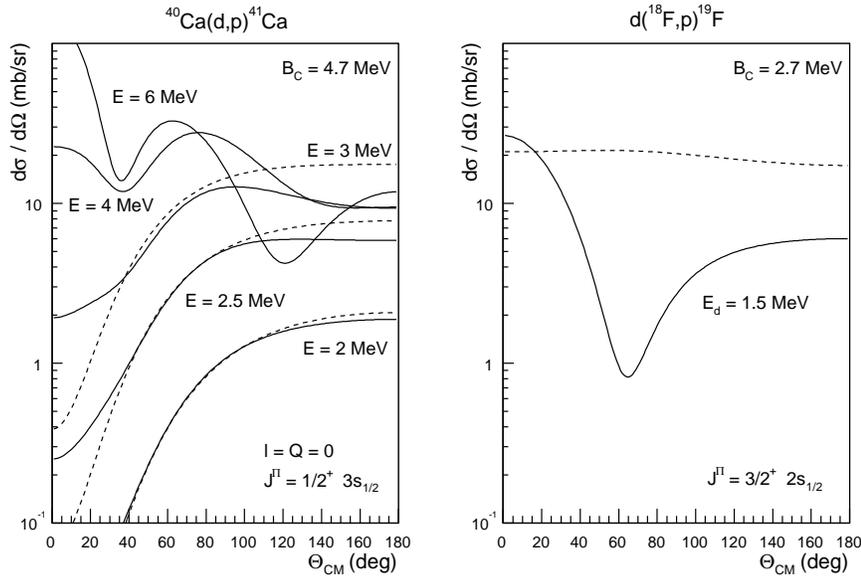


Fig. 4.4: Gauche : Evolution de la distribution angulaire en fonction de l'énergie incidente d'un état $J^\Pi = 1/2^+$ peuplé par la réaction $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$ (voir [Gol66] pour des calculs similaires). Droite : Influence du potentiel nucléaire sur la distribution angulaire des états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique dans le ^{19}F . Les courbes en pointillé ne prennent en compte que le potentiel coulombien, alors que les courbes en trait plein prennent aussi en compte le potentiel nucléaire.

correspond à des conditions favorables pour un transfert sous coulombien. Si la limite entre les deux zones est comparable pour les quatre noyaux lourds définissant ainsi une zone de validité relativement grande, la limite correspondant à l' ^{16}O définit une zone de transfert coulombien beaucoup plus restreinte. Il semble donc d'après cette étude qu'il soit beaucoup plus difficile de se trouver dans des conditions favorables à un transfert sous-coulombien lorsque les noyaux sont relativement légers.

Il n'est clairement pas possible pour l'énergie incidente ($E(^{18}\text{F}) = 14 \text{ MeV}$) et le bilan de réaction ($Q \approx 1.7 \text{ MeV}$) considérés ici de négliger la composante nucléaire des potentiels optiques. En effet, l'énergie des protons émis est environ 500 keV au dessus de la barrière coulombienne (pour $E_X = 6527 \text{ keV}$) ce qui explique que la composante nucléaire joue beaucoup. Bien que l'énergie incidente du ^{18}F soit elle inférieure à la barrière coulombienne, il n'est donc pas possible de considérer cette réaction avec ces conditions particulières comme étant sous coulombienne. Ce fait est renforcé par les résultats montrés Figure 4.5 correspondant à la réaction de transfert $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ à une énergie identique à la nôtre [de 64] ($E_d = 1.5 \text{ MeV}$). Sur les 15 distributions angulaires peuplées, 13 montrent un caractère de mécanisme direct.

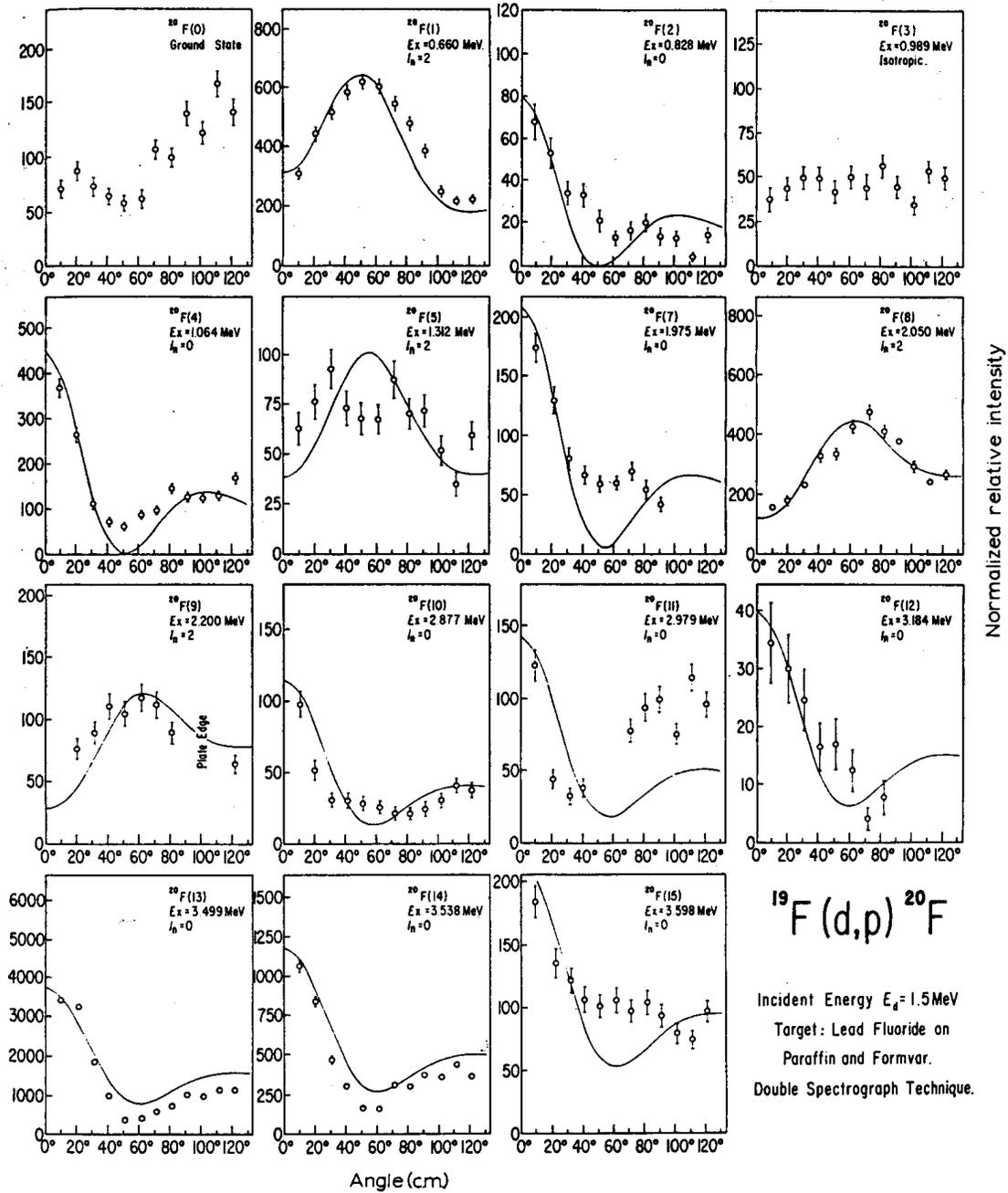


Fig. 4.5: Distributions angulaires peuplées par la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ pour $E_d = 1.5 \text{ MeV}$. On observe une bonne description des données par les calculs DWBA. D'après [de 64].

4.3.3 Importance du noyau composé

Dans le domaine de validité usuel de la DWBA (énergie incidente de quelques MeV par nucléon) la contribution du mécanisme de noyau composé est souvent négligeable par rapport au mécanisme direct. À très basse énergie comme dans le cas des transferts sous-coulombien, on s'attend aussi à ce que cette contribution soit négligeable. En effet, le transfert se fait à « l'extérieur » du volume nucléaire empêchant ainsi la formation du noyau composé. Dans une gamme d'énergie intermédiaire, comme cela est notre cas, les choses ne sont pas aussi évidentes.

4.4 Ingrédients des calculs en DWBA

4.4.1 Code de calcul

Le code de calcul que nous avons utilisé pour faire nos calculs de DWBA est FRESKO[Tho88]. Il s'agit d'un code faisant des calculs en canaux couplés dont un cas particulier est la méthode de la DWBA. L'avantage de FRESKO est de pouvoir faire des calculs sans approximation sur la portée du potentiel nucléaire, c'est-à-dire en Portée Finie.

Les ingrédients utilisés pour décrire en particulier la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ sont les suivants :

- Les paramètres du potentiel optique décrivant la diffusion élastique $^{18}\text{F}(d,d)^{18}\text{F}$ de la voie d'entrée et servant à calculer la fonction d'onde distordue $\chi_{\alpha}^{(+)}$.
- Les paramètres du potentiel optique décrivant la diffusion élastique $^{19}\text{F}(p,p)^{19}\text{F}$ de la voie d'entrée et servant à calculer la fonction d'onde distordue $\chi_{\beta}^{(-)}$.
- Le potentiel V_{bx} utilisé comme potentiel perturbatif ainsi que pour le calcul de la fonction d'onde du neutron dans le deuton.
- Le potentiel décrivant la fonction d'onde du neutron dans le noyau de ^{19}F nécessitant les nombres quantiques (n,l,j) de la couche sur laquelle est transféré le neutron.

FRESKO dispose ensuite de plusieurs options dont une permettant de choisir le degré d'approximation que l'on veut dans le calcul du facteur de forme (4.21), que ce soit avec l'approximation de Portée Nulle, LEA ou sans approximation avec un calcul en Portée Finie.

Pour s'assurer de bien utiliser le code FRESKO et de maîtriser chaque option, nous avons vérifié nos calculs dans l'approximation de Portée Nulle avec le code de calcul ECIS[Ray71]. Ces deux calculs ont donné des résultats rigoureusement identiques. Pour tester l'approximation LEA et les calculs dans le cas de la Portée Finie, nous avons reproduit avec succès plusieurs cas de réaction de transfert (d,p) tels que $^{40}\text{Ca}(d,p)^{41}\text{Ca}$ [Lee64] et $^{13}\text{C}(p,d)^{12}\text{C}$ [Toy95].

Nous allons maintenant présenter les différents potentiels utilisés.

4.4.2 Potentiels nucléaires utilisés

Potential décrivant le deuton

Le potentiel du deuton que nous avons utilisé est un potentiel de type ‘Reid Soft Core’ [Rei68] prenant en compte les deux configurations orbitales du deuton ($l = 0, 2$). Les paramètres de ce potentiel sont déterminés d’après un ajustement sur de nombreux jeux de données expérimentales de diffusion élastique n-n, n-p et p-p. Ce potentiel permet de calculer la fonction d’onde du neutron dans le deuton qui est ensuite utilisée pour calculer le terme $D(r) = V_{np}\phi(r_{np})$.

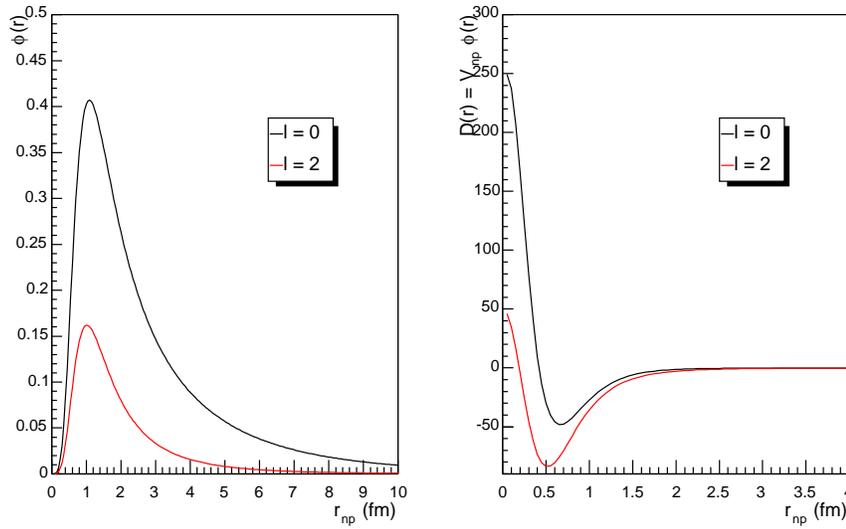


Fig. 4.6: Fonction d’onde (à gauche) et recouvrement du neutron dans le deuton (à droite) pour les deux configurations orbitales du deuton ($l = 0$ et 2). Calculé avec FRESKO.

La Figure 4.6 représente la fonction d’onde radiale du neutron dans le deuton ainsi que le terme $D(r)$. On note que du fait de la faible énergie de liaison du deuton ($B_d = 2.226$ MeV), les fonctions d’ondes sont très étendues. Ces dernières sont normalisées de la manière suivante : $\int_0^\infty r^2 \phi^2(r) dr = 1$. Il est aussi intéressant de noter que le terme $D(r)$ est très piqué vers 0 et très peu étendu, ce qui justifie l’approximation en Portée Nulle souvent utilisée pour les transferts (d,p).

Potentiels des ondes distordues

La détermination des potentiels optiques correspondant aux ondes distordues se fait usuellement par ajustement sur des données expérimentales de diffusion élastique dans la voie d’entrée (d + ^{18}F) et la voie de sortie (p + ^{19}F).

Dans le cas de la voie d'entrée, aucune donnée expérimentale n'existe puisque le ^{18}F est instable. Il est usuel dans ces cas là de chercher des potentiels optiques pour des noyaux de masse voisine où l'on peut supposer une structure nucléaire similaire. Les paramètres des potentiels optiques pour la voie d'entrée que nous avons utilisés sont résumés dans le Tableau 4.1. Le potentiel 'A' est extrait de la compilation de Perey[Per76] et correspond au système $d + ^{19}\text{F}$ à l'énergie incidente 2.6 MeV relativement proche de l'énergie équivalente deuton de 1.6 MeV. Le potentiel 'B' quant à lui a été déterminé et optimisé pour la réaction de transfert $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ [de 64] dont les résultats ont été présentés Figure 4.5.

Tab. 4.1: Potentiels optiques pour la voie d'entrée : $d + ^{18}\text{F}$

Potentiel	V_0	r_0	a_0	W	r_W	a_W	W_D	r_D	a_D	r_C
A	80.1	1.1	0.972	–	–	–	14.8	1.6	0.652	1.3
B	60	1.5	0.6	20	1.5	0.6	–	–	–	1.3

Pour la voie de sortie (voir Tableau 4.2), nous avons essayé deux potentiels. L'un suivant une systématique de Perey[Per76] (A') et correspondant au système $^{20}\text{Ne} + p$ à l'énergie de 18.2 MeV et l'autre provenant de la voie de sortie $p + ^{20}\text{F}$ de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ [de 64] (B').

Tab. 4.2: Potentiels optiques pour la voie de sortie : $p + ^{19}\text{F}$

Potentiel	V_0	r_0	a_0	W_D	r_D	a_D	$V_{s.o.}$	$r_{s.o.}$	$a_{s.o.}$	r_C
A'	47.45	1.185	0.721	7.5	0.942	0.568	5.1	1.042	0.488	1.3
B'	50	1.3	0.5	8	1.3	0.5	–	–	–	1.3

Les potentiels optiques sont utilisés sous leur forme usuelle :

$$V_{opt} = -V_0 f(r, r_0, a_0) + i \left[W f(r, r_W, a_W) + 4W_D \frac{d}{dr} f(r, r_D, a_D) \right] + \frac{V_{s.o.}}{r} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right) \vec{\sigma} \cdot \vec{L} \frac{d}{dr} f(r, r_{s.o.}, a_{s.o.}) \quad (4.34)$$

où $f(r, r_i, a_i)$ est de type Wood–Saxon¹. V_0 , W_D et $V_{s.o.}$ sont les profondeurs des puits de potentiel réel volumique, d'absorption surfacique et de spin-orbite en MeV alors que r_i et a_i sont les rayons et diffusivités de ces potentiels en fm. r_C est le rayon du potentiel coulombien en fm.

¹ $f(r, r_i, a_i) = \{1 + \exp[(r - r_i A^{1/3})/a_i]\}^{-1}$

Potentiel décrivant le neutron dans le ^{19}F

Ce potentiel permet de calculer la fonction d'onde du neutron transféré sur un cœur de ^{18}F dans une orbitale l du modèle en couche du ^{19}F . Le neutron est transféré dans la couche sd (voir Figure 4.7).

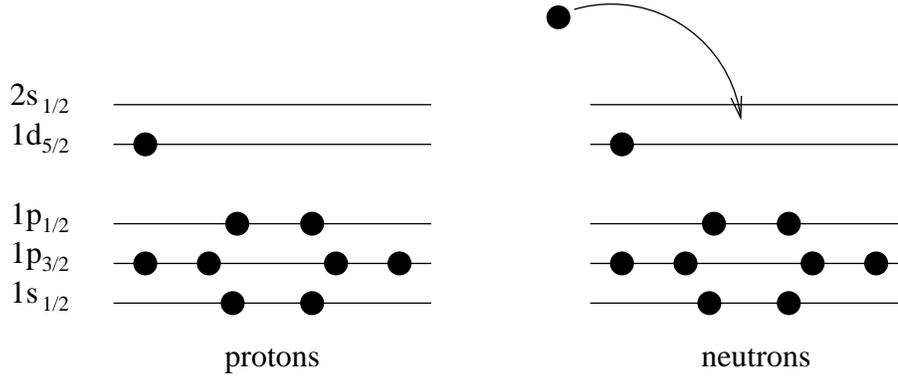


Fig. 4.7: Modèle en couche représentant la configuration du ^{19}F : un cœur de ^{18}F sur lequel est déposé un neutron dans la couche sd .

La structure du ^{19}F peut être décrite comme un cœur d' ^{16}O avec trois nucléons dans la couche sd [configuration $(sd)^3$]. Pour reproduire la succession des spins et parités positives des niveaux du ^{19}F , il est cependant nécessaire d'inclure des configurations d'états 'intruder' de type $(p)^{-m}(sd)^{(3+m)}$ [Bro85] où $m = 2, 3$, ou 4 et p est l'orbitale $1p_{1/2}$ ou $1p_{3/2}$.

Pour les états de parité négative, ceux-ci sont décrits par quatre nucléons (deux protons et deux neutrons) dans la couche (sd) et un trou dans la couche $1p_{1/2}$ ou $1p_{3/2}$ correspondant à une forte structure en 'cluster' alpha ($\alpha + ^{15}\text{N}$) [de 95].

Le Tableau 4.3 regroupe les informations sur le neutron transféré pour tous les niveaux du ^{19}F dont nous avons pu extraire des distributions angulaires. Lorsque plusieurs orbitales sont possibles provenant du couplage $j = l \pm 1/2$ où $1/2$ est le spin du neutron transféré, nous avons choisi de manière indifférente une des deux possibilités. En effet, la section efficace différentielle dans le cadre de la DWBA est très sensible au moment angulaire orbital transféré l et ne dépend que très faiblement du moment angulaire total j à travers le potentiel de spin-orbit, ce que nous avons pu vérifier dans chacun des cas.

Les paramètres du potentiel sont $r_0 = r_{s.o.} = 1.25$ fm, $a_0 = a_{s.o.} = 0.65$ fm et $V_{s.o.} = 5$ MeV. La profondeur du puits de potentiel volumique V_0 est quant à elle ajustée pour reproduire l'énergie de liaison du niveau peuplé s'il s'agit d'un état lié.

Le choix des paramètres de ce potentiel est important puisqu'il influe directement sur la fonction d'onde du neutron transféré et par conséquent sur le facteur spectroscopique du niveau étudié. Nous essayerons d'estimer dans la suite une incertitude

Tab. 4.3: Moments angulaires transférés pour les niveaux du ^{19}F analysés.

J^Π	E_X (MeV)	ΔL_t	Orbitale
$1/2^+$	g.s.	0	$2s_{1/2}$
	7.364		$1d_{3/2}$ ou $1d_{5/2}$
$3/2^+$	6.497	0	$2s_{1/2}$
	6.527		$1d_{3/2}$ ou $1d_{5/2}$
	7.262		
$5/2^+$	0.197	2	$1d_{3/2}$ ou $1d_{5/2}$
	5.106		
$9/2^+$	2.780	4	$1g_{9/2}$
$1/2^-$	0.109	1	$2p_{1/2}$ ou $2p_{3/2}$
	6.429		

sur la détermination des facteurs spectroscopiques en faisant varier dans des limites raisonnables les paramètres de ce potentiel.

La Figure 4.8 représente la fonction d'onde du neutron transféré dans le cas d'un état lié $E_X, J^\Pi = 6.527$ MeV, $3/2^+$ et pour le potentiel précédent.

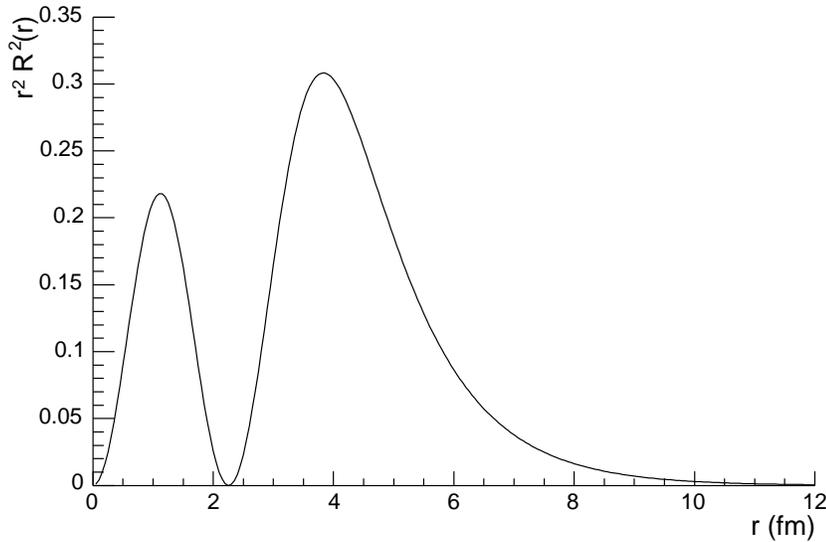


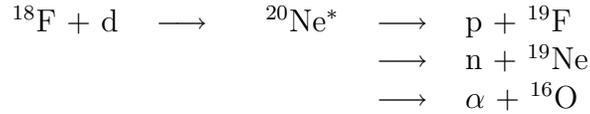
Fig. 4.8: Fonction d'onde du neutron transféré dans le ^{19}F pour un état lié $3/2^+$ $E_X = 6.527$ MeV. Le neutron est déposé sur une orbitale $2s_{1/2}$ ($l=0$) et la fonction d'onde possède donc deux noeuds (en comptant l'origine).

4.4.3 Contribution du noyau composé

Pour des énergies suffisamment élevées de l'ordre de quelques MeV par nucléon, le mécanisme de réaction est majoritairement direct et le modèle de la DWBA s'applique. À plus basse énergie, comme dans notre cas (réaction « pseudo » sous-coulombienne), il est possible que le mécanisme de réaction passe par la formation d'un noyau composé décrit par un modèle statistique.

L'hypothèse de Bohr est la base du modèle statistique et suppose que la formation du noyau composé et sa désintégration sont deux étapes indépendantes ($a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B$). La façon dont se désintègre le noyau composé ne dépend que de son énergie, son spin et sa parité. Un calcul exact suppose donc la connaissance de ces paramètres pour tous les états excités du noyau composé, ainsi que pour tous les états excités des noyaux des différentes voies de décroissance. Cela n'est en général pas possible et nécessite l'utilisation de formules approximant la densité de niveaux en fonction du spin et de la parité.

Le code que nous avons utilisé s'appelle HSF[B[Mer67] et utilise la formule de densité de niveaux de Baba[Bab70]. Jusqu'à 6 voies de décroissance du noyau composé peuvent être prises en compte, ce qui est largement suffisant puisque seulement trois voies sont ouvertes :



La voie de décroissance ${}^{20}\text{Ne}^* \rightarrow {}^3\text{He} + {}^{17}\text{O}$ est aussi ouverte mais l' ${}^3\text{He}$ n'a pas assez d'énergie cinétique pour franchir la barrière coulombienne du ${}^{20}\text{Ne}$.

Le calcul de la section efficace nécessite l'utilisation des potentiels optiques correspondant à la voie d'entrée et à chaque voie de sortie. Ceux-ci sont tirés de la compilation de Perey et al.[Per76] et résumés dans le Tableau 4.4.

Tab. 4.4: Potentiels optiques servant au calcul du noyau composé

Potentiel	V_0	r_0	a_0	W_D	r_D	a_D	r_C
${}^{18}\text{F}(\text{d},\text{d}){}^{18}\text{F}$	60	1.53	0.6	20	1.53	0.6	1.25
${}^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}){}^{19}\text{F}$	50	1.35	0.5	8.0	1.35	0.5	1.25
${}^{16}\text{O}(\alpha, \alpha){}^{16}\text{O}$	150	1.93	0.5	7.5	1.93	0.5	1.4
${}^{19}\text{Ne}(\text{n},\text{n}){}^{19}\text{Ne}$	52	1.22	0.52	3.12	1.22	0.52	1.4

La section efficace différentielle expérimentale est alors le résultat de la somme incohérente du processus direct et du processus de noyau composé :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{HSFB}. \quad (4.35)$$

La pratique habituelle est d'ajuster la contribution du noyau composé sur les angles arrière de la section efficace différentielle, là où la contribution directe est moins importante. Le domaine angulaire couvert par notre mesure étant limité aux angles avant ($\theta_{c.m.} < 50^\circ$), il n'est pas possible de procéder de cette manière. Nous avons donc normalisé nos calculs de noyau composé sur un niveau pouvant être difficilement peuplé par réaction directe.

4.5 Analyse des distributions angulaires

Les sections efficaces différentielles ont été construites après sélection des événements de chaque pic dans les spectres en énergie d'excitation pour lesquels nous avons extrait l'angle de détection. Celles-ci sont représentées sur la Figure 4.9 où seules les erreurs statistiques sont reportées. Les barres d'erreurs horizontales représentent principalement l'incertitude sur l'ouverture angulaire de chaque piste. Les distributions angulaires présentées ont été corrigées du temps mort.

4.5.1 Distributions angulaires de $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$

Les sections efficaces différentielles présentées correspondent aux niveaux isolés ou groupes de niveaux obtenus en « single » ($E_X < 5.2$ MeV) et en coïncidences ($E_X > 5.2$ MeV). Les trois premiers états excités du ^{19}F ($E_X = \text{g.s.}, 0.110$ et 0.197 MeV) forment un premier groupe et les trois états excités suivant ($E_X = 1.346, 1.459$ et 1.554 MeV) en forment un deuxième. Viennent ensuite deux états isolés $E_X = 2.780$ et 5.106 MeV suivis du groupe des deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique ($E_X = 6.497$ et 6.527 MeV).

La distribution angulaire des deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique présente une structure caractéristique d'un mécanisme de réaction directe avec une variation de presque un ordre de grandeur sur un faible domaine angulaire aux angles avant dans le centre de masse. Les autres distributions angulaires quant à elles ne présentent aucune structure apparente, suggérant un mécanisme de réaction de type noyau composé. Pour la distribution angulaire du premier groupe de niveaux, nous avons coupé les données correspondant à des angles supérieurs à 45° car à ces angles les protons sont les plus énergétiques ($E_p > 6.5$ MeV) et ne sont pas arrêtés dans les pistes de silicium.

Pour chaque distribution angulaire, nous avons superposé le résultat des calculs théoriques. Les courbes en trait plein correspondent au calcul en DWBA alors que les courbes en pointillé correspondent à la contribution en noyau composé. Les deux distributions angulaires montrant un clair mécanisme de réaction direct correspondent à un moment angulaire transféré $L_t = 0$.

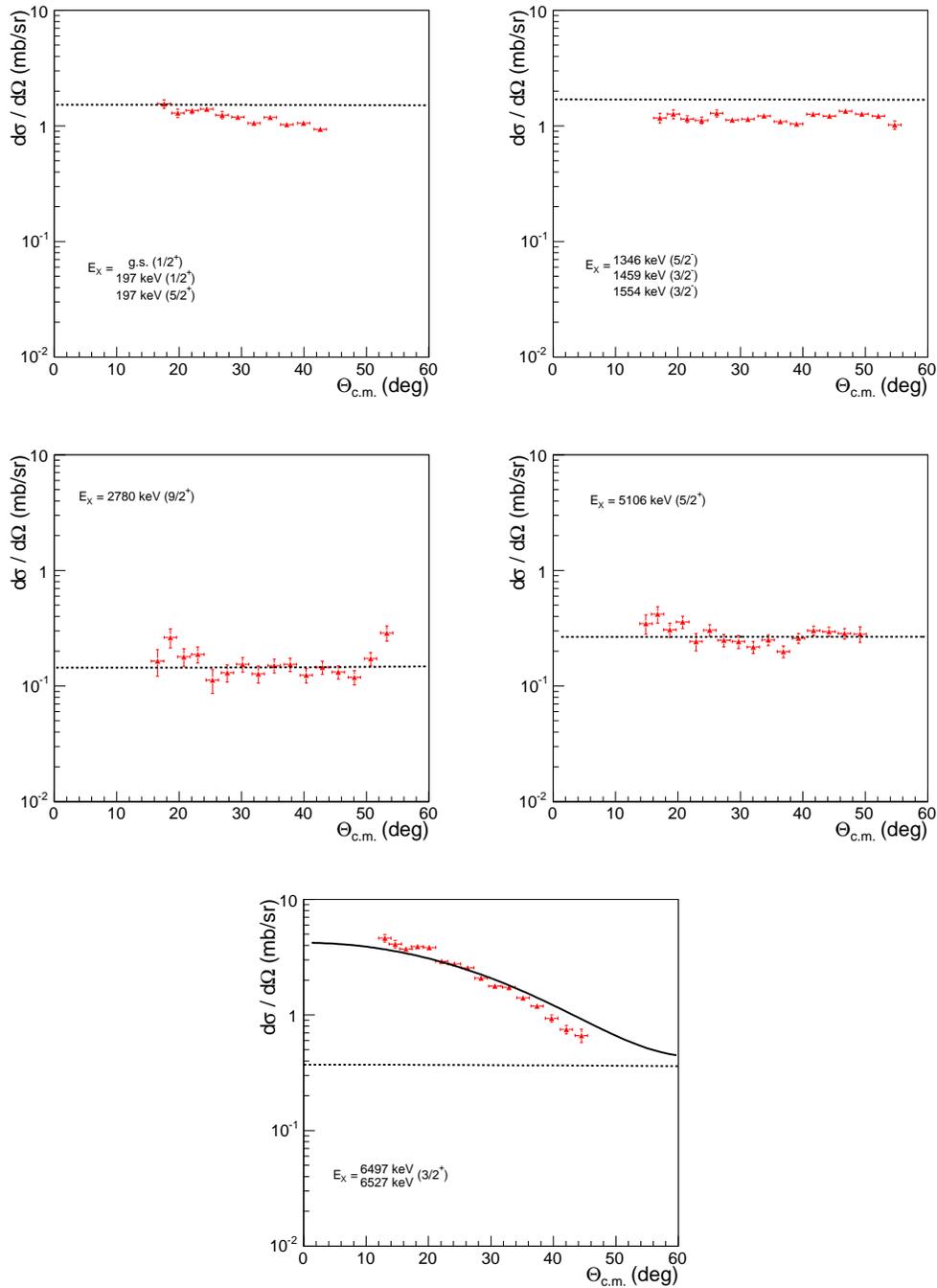


Fig. 4.9: Distributions angulaires des niveaux peuplés par la réaction $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$. Les traits pointillés représentent la contribution du noyau composé et les traits pleins la contribution directe calculée en DWBA (Portée Finie).

Niveaux d'intérêt astrophysique

Pour les deux états $3/2^+$, nous avons aussi pu extraire leur distribution angulaire en utilisant les événements en « singles ». Pour cela nous avons sélectionné dans chaque couronne de LAMP et dans un spectre bidimensionnel $TOF \times E$ la tâche associée aux protons signant les deux niveaux d'intérêt astrophysique (voir Figure 4.10 à gauche). La comparaison des deux distributions angulaires en « singles » et coïncidence est faite sur la partie droite de la Figure 4.10.

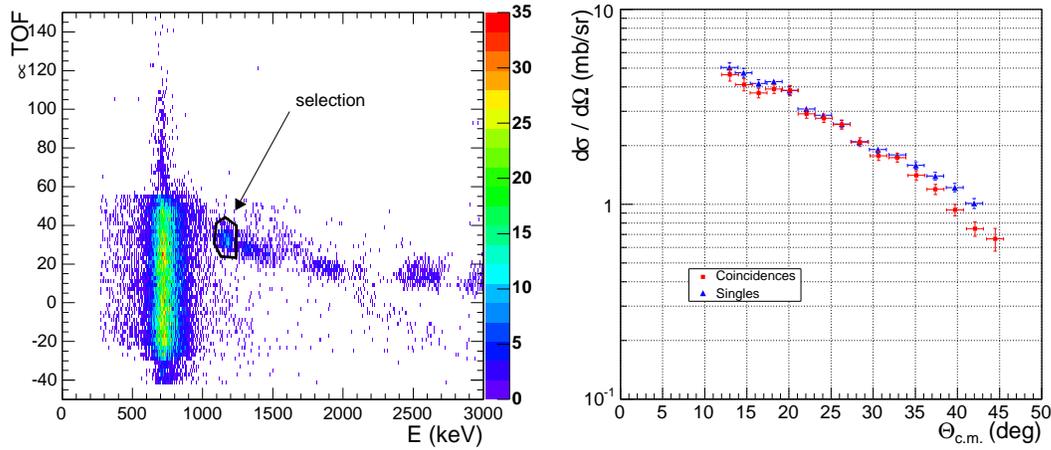


Fig. 4.10: Gauche : Sélection des événements en « singles » correspondant aux deux niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique (contour) dans un spectre bidimensionnel $TOF \times E$. Droite : Comparaison des distributions angulaires de ces deux niveaux $3/2^+$ obtenues en coïncidence et en « single ».

On observe un très bon accord sur la forme des deux distributions angulaires, cependant la section efficace différentielle obtenue avec les « singles » est légèrement plus grande que celle obtenue avec les coïncidences. Cela est certainement dû à une difficulté dans la soustraction du bruit de fond dans les spectres en « singles », notamment pour les petits angles : pour ceux-ci les protons ont des énergies faibles ($E_p \lesssim 1$ MeV) et sont très proches du bruit que l'on peut voir sur la Figure 4.10 (à gauche). Pour les grands angles, la tâche correspondant aux protons dans le plan $TOF \times E$ est à plus haute énergie et moins sensible à cette zone. L'origine du bruit est très probablement électronique puisque celui-ci ne dépend pas de la piste considérée (à part les angles avant).

La même forme de la distribution angulaire pour les coïncidences et les « singles » confirme notre méthode de calcul d'angle solide dans le cas des coïncidences. Dans la suite nous avons donc considéré la distribution angulaire obtenue en coïncidence pour déterminer les facteurs spectroscopiques. De plus la compréhension de la différence de normalisation des deux sections efficaces différentielles nous conforte dans l'idée

de comparer directement les données obtenues en « singles » ou en coïncidences. Cela est notamment important pour la détermination de la contribution du noyau composé qui se fait sur des données en « single » (niveau $E_X = 2780$ keV) et que l'on applique ensuite aux données en coïncidences.

Niveaux $E_X = 7.262$ et 7.364 MeV

Les niveaux du ^{19}F $E_X = 7.262$ MeV ($3/2^+$) et $E_X = 7.364$ MeV ($1/2^+$) ne sont pas séparés expérimentalement et sont donc traités conjointement. La section efficace différentielle ne présente pas cependant une forme typique correspondant à un mécanisme de réaction direct, notamment aux angles avant. Il s'agit d'un effet non physique provenant d'une sélection coupant les bons événements.

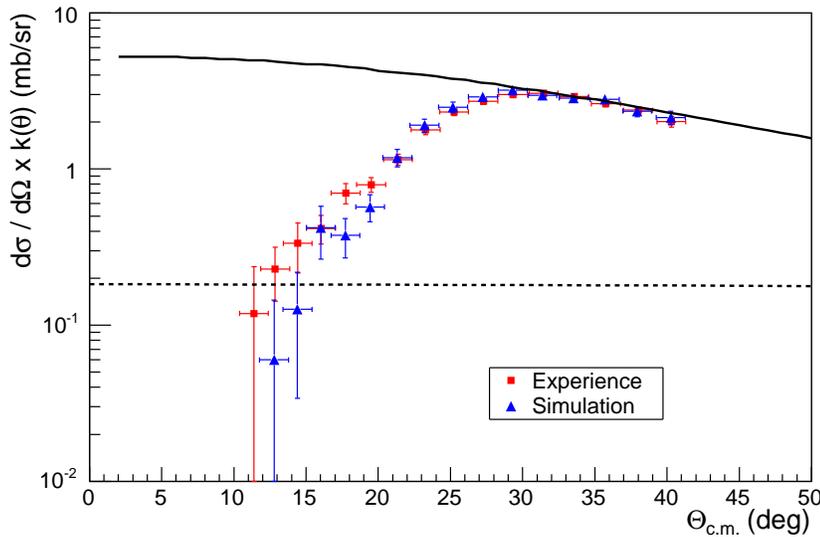


Fig. 4.11: Comparaison de la distribution angulaire expérimentale des niveaux $E_X = 7.262$ et 7.364 MeV et d'une simulation. La simulation est normalisée sur les données expérimentales pour les cinq angles les plus grands. $k(\theta)$ est relié à l'efficacité de détection. La courbe en trait plein est le résultat d'un calcul DWBA et celle en trait pointillé est la composante du noyau composé.

Ces deux niveaux sont les états de plus haute énergie d'excitation peuplés dans l'expérience et correspondent donc aux protons détectés ayant la plus faible énergie ($E_p < 1$ MeV). Ces protons correspondent à la bande cinématique intense tronquée par le seuil électronique visible sur la Figure 3.4. La Figure 4.11 représente la distribution angulaire expérimentale ainsi que le résultat d'une simulation prenant ce seuil électronique en compte. Les deux paramètres de la simulation sont d'une part la position du seuil électronique ($E = 600$ keV) et d'autre part la résolution des deux

pics prise identique ($\sigma = 55$ keV). La position du seuil électronique définit l'angle à partir duquel la section efficace chute aux angles avant alors que la résolution des pics joue sur la pente de la section efficace différentielle aux angles avant.

Le but ici n'est pas de reproduire le plus fidèlement possible la forme de la distribution angulaire expérimentale mais de comprendre l'origine de sa forme. Sans ajustement, l'accord entre les données et les simulations semble très raisonnable. Nous n'utiliserons donc que les cinq points expérimentaux aux angles arrière pour l'analyse en DWBA.

4.5.2 Contribution du noyau composé

Pour des réactions de transfert où le projectile possède une énergie de quelques MeV par nucléons, cette contribution est en général ajustée aux angles arrière des distributions angulaires, là où le mécanisme de réaction est le moins direct. Cette procédure n'est pas ici applicable puisque nous avons vu qu'à l'énergie de notre réaction (< 1 MeV/u.m.a.), une grande partie de la section efficace différentielle directe provient des angles arrière. De plus le domaine angulaire couvert par LAMP ne correspond qu'à des angles avant dans le centre de masse. Pour normaliser nos calculs de noyau composé, nous avons donc utilisé le niveau $E_X = 2.780$ MeV. Son spin et parité $J^\pi = 9/2^+$ le rendent difficile à peupler par réaction de transfert puisque le moment angulaire transféré vaut $L_t = 4$, ce qui correspond à une barrière centrifuge de 9.2 MeV difficilement franchissable s'ajoutant en plus à la barrière coulombienne. La Figure 4.12 montre la distribution angulaire de ce niveau ainsi que le résultat du calcul en DWBA pour un facteur spectroscopique égal à l'unité, correspondant au cas le plus optimiste. On notera que ce calcul n'est pas capable de décrire la section efficace différentielle expérimentale, impliquant que ce niveau n'est pas alimenté par un mécanisme de réaction directe. Nous avons donc effectué un calcul en noyau composé que nous avons normalisé sur ces données. Le résultat est présenté sur la Figure 4.9.

Une fois la contribution du noyau composé normalisée sur le niveau $E_X = 2.780$ MeV, cette normalisation est appliquée aux autres niveaux. Alors que pour le niveau $E_X = 5.106$ MeV, la normalisation est en très bon accord avec les données expérimentales, ce n'est pas le cas pour les deux premiers groupes de niveaux dont les données sont approximativement inférieures aux calculs de 60% (voir Figure 4.9 traits pointillés).

De tels écarts peuvent être couramment rencontrés dans des calculs de noyaux composés. En effet cette théorie statistique ne prend aucunement en compte la structure nucléaire des états intermédiaires peuplés. Si dans la gamme d'énergie d'excitation peuplée dans le noyau composé, une résonance de spin et parité prédomine, alors la décroissance dans les voies de sortie n'est plus statistique ce qui privilégie donc certains niveaux. La comparaison des données et du calcul Hauser–Feshbach

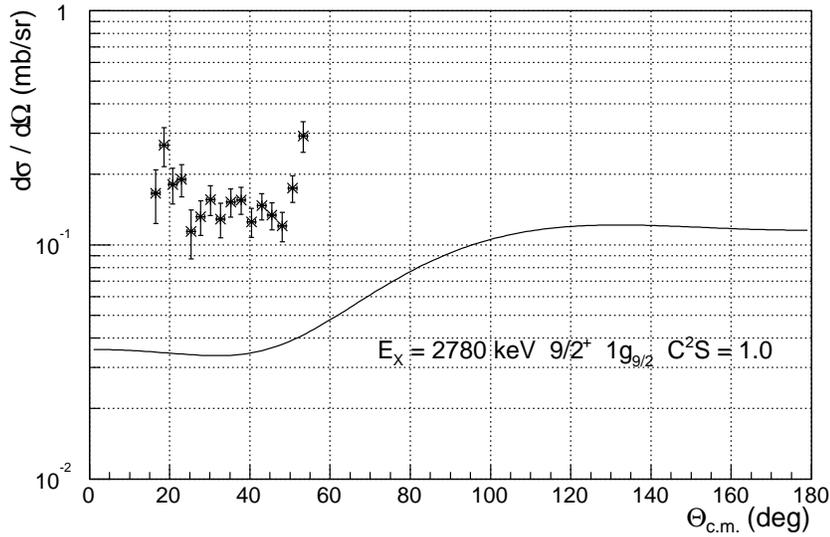


Fig. 4.12: Distribution angulaire expérimentale du niveau $E_X = 2.780$ MeV. La courbe théorique correspond à un calcul DWBA en Portée Finie pour $C^2S = 1.0$. Potentiels optiques utilisés : $B + B'$ [de 64].

pour les deux premiers groupes de niveaux pourrait indiquer qu'une telle condition statistique ne soit pas réalisée ce qui se traduirait par une section efficace plus faible que le résultat des calculs, ce qui est bien observé.

4.5.3 Influence des potentiels distordus

La Figure 4.13 montre le résultat de deux calculs en DWBA prenant en compte les couples de potentiels $A + A'$ [Per76] et $B + B'$ [de 64]. Les deux calculs sont normalisés avec le même facteur spectroscopique $S = 0.21$. On observe une bonne description des données dans les deux cas avec cependant une légère différence de forme dans le domaine angulaire mesuré. Cette différence s'accroît aux angles arrière où aucune mesure n'est disponible, empêchant par là même de contraindre un des deux potentiels.

Nous n'avons pas cherché à améliorer la qualité des calculs précédents en essayant de reproduire les sections efficaces différentielles élastiques des voies d'entrée et de sortie. D'ailleurs ces données n'existent pas dans le cas de la voie d'entrée mettant en jeu le noyau instable de ^{18}F . Bien que le jeu de potentiel $A + A'$ donne un meilleur ajustement des données, nous avons cependant choisi d'utiliser le potentiel $B + B'$ décrivant la réaction de transfert de neutron $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ à la même énergie dans le centre de masse ($E_{c.m.} = 1.4$ MeV) que notre réaction.

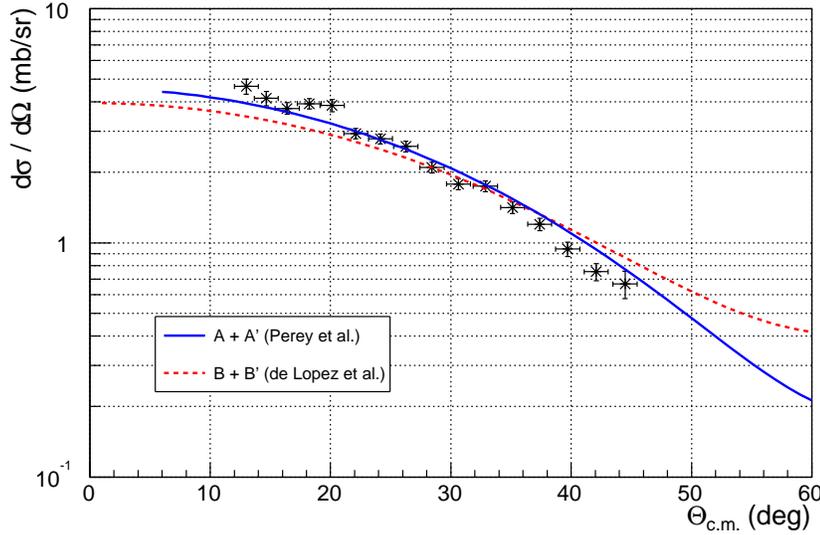


Fig. 4.13: Comparaison des différents potentiels pour le doublet d'intérêt astrophysique $E_X = 6.497 + 6.527$ MeV. Les calculs sont effectués en Portée Finie ($C^2S = 0.21$).

4.5.4 Influence du potentiel $n + {}^{18}\text{F}$

Le potentiel décrivant la fonction d'onde du neutron transféré sur le ${}^{18}\text{F}$ a un effet direct sur la valeur du facteur spectroscopique. La profondeur du puits de potentiel est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison du neutron dans le noyau de ${}^{19}\text{F}$. Nous avons pris pour le rayon et la diffusivité de ce potentiel des paramètres standards $r_0 = 1.25$ fm et $a_0 = 0.65$ fm. Nous avons cependant fait varier dans des limites raisonnables la valeur de ces paramètres et les résultats sont présentés dans le Tableau 4.5. Ces calculs ont été effectués pour les deux niveaux d'intérêt astrophysique à $E_X \approx 6.5$ MeV.

Nous avons aussi testé l'influence dans ce potentiel de la composante spin-orbite en la supprimant. Aucun changement ni de la forme ni de la normalisation de la section efficace différentielle n'a été observé.

Tab. 4.5: Influence des paramètres sur le facteur spectroscopique. La référence est prise par rapport au couple de paramètres $(r_0, a_0) = (1.25, 0.65)$ fm.

Paramètres	Variation
$(r_0, a_0) = (1.20, 0.65)$ fm	- 6%
$(r_0, a_0) = (1.30, 0.65)$ fm	+ 6%
$(r_0, a_0) = (1.25, 0.60)$ fm	- 8%
$(r_0, a_0) = (1.35, 0.70)$ fm	+ 8%

4.6 Facteurs spectroscopiques et largeurs protons

4.6.1 Facteurs spectroscopiques dans le ^{19}F

Niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique

Pour déterminer le facteur spectroscopique des deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique $E_X = 6.497$ et 6.527 MeV dans le ^{19}F , nous avons effectué un ajustement des données expérimentales avec les résultats de la DWBA (potentiels B + B') dans le cas d'un moment angulaire transféré $L_t = 0$ en ayant au préalable ajouté la contribution du noyau composé de ces deux états ($\sigma_{NC} \approx 0.35$ mb/sr), normalisée sur le niveau $E_X = 2.780$ MeV. Dans ces conditions, on obtient un facteur spectroscopique $S' = S'_1 + S'_2 = 0.17$ correspondant à la somme des contributions des deux niveaux $3/2^+$. En négligeant la contribution du noyau composé, on obtient $S' = S'_1 + S'_2 = 0.21$. Il est à noter que l'on obtient les mêmes valeurs de facteur spectroscopique en utilisant le couple de potentiels A + A'[Per76], ce qui est normal puisque les deux couples de potentiels A + A' et B + B' diffèrent peu dans le domaine angulaire des données expérimentales (voir Figure 4.13). Dans la suite nous prendrons comme valeur du facteur spectroscopique $S' = S'_1 + S'_2 = 0.17$.

Nous avons montré à l'aide d'une étude fine de l'énergie d'excitation que le pic vers 6.5 MeV était majoritairement dû à la présence du niveau $3/2^+$ $E_X = 6.527$ MeV. Cette différence de comportement entre les deux niveaux est renforcée par une mesure de diffusion inélastique d'électrons sur le ^{19}F [Bro85]. Une telle méthode permet d'accéder aux facteurs de forme $[F^2(q)]$ transverses et longitudinaux en fonction du moment transféré q^2 . Dans le cas d'une diffusion inélastique, le facteur de forme dépend des états nucléaires initiaux et finaux du ^{19}F . Cette méthode est donc sensible à la structure nucléaire des niveaux excités observés. La Figure 4.14 représente les facteurs de forme transverses et longitudinaux expérimentaux et théoriques pour les deux niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique. On observe pour ces deux niveaux, des différences de plus d'un ordre de grandeur sur le facteur de forme longitudinal, indiquant qu'ils possèdent une structure très différente. On s'attend donc à ce que l'un des deux niveaux soit peuplé préférentiellement par la réaction de transfert $D(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$.

Une conclusion importante est que le facteur spectroscopique associé aux deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique n'est pas petit (environ 20% de la largeur de Wigner) et que ces niveaux ne peuvent pas être négligés. De plus, nos données montrent que le facteur spectroscopique est emporté par le niveau $E_X = 6527$ keV. Nous verrons l'influence de ces résultats sur le calcul du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ dans le Chapitre 5.

²On a par définition $\vec{q} = (\vec{p} - \vec{p}')/\hbar$ où \vec{p} et \vec{p}' sont les impulsions des électrons avant et après diffusion. $|\vec{q}|$ est relié à l'angle de diffusion des électrons.

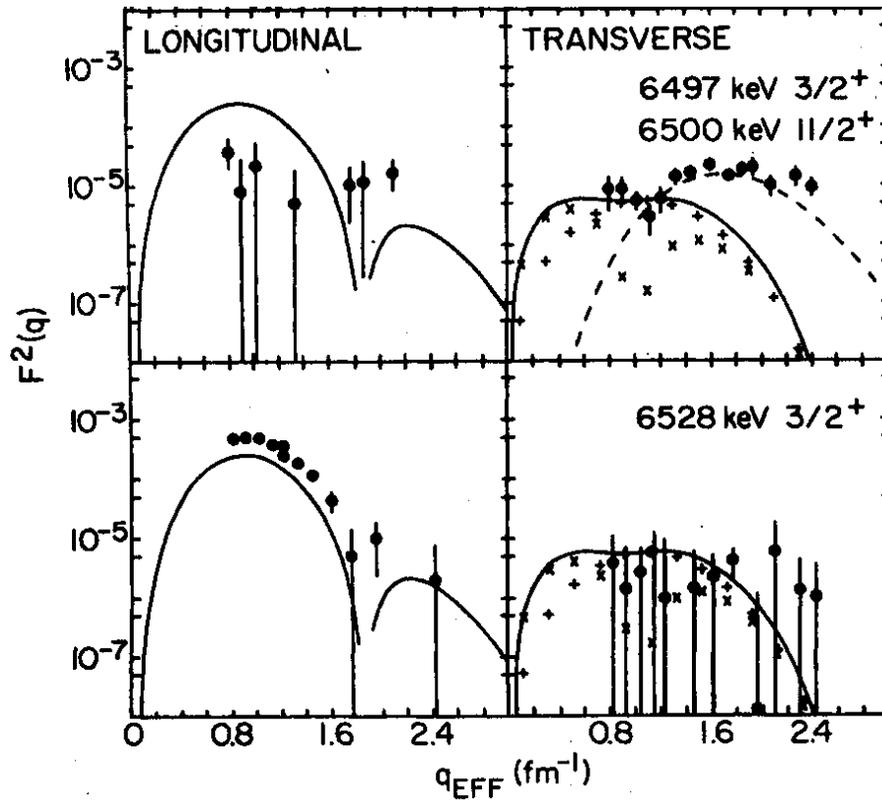


Fig. 4.14: Facteurs de forme expérimentaux et théoriques pour les niveaux $E_X = 6497$ et 6527 keV du ^{19}F . Voir [Bro85] pour plus de détails.

Niveau $1/2^-$ d'intérêt astrophysique

À cause de sa grande largeur totale ($\Gamma = 280$ keV), le niveau $1/2^-$ $E_X = 6.429$ MeV peut jouer un rôle important dans le taux de réaction puisqu'il couvre largement le domaine en énergie du pic de Gamow. Cependant, il n'est pas possible d'isoler ce niveau dans les spectres expérimentaux justement à cause de sa grande largeur. Nous avons cependant estimé une limite supérieure de sa contribution en faisant l'hypothèse que *tout* le fond sous le pic des deux $3/2^+$ provenait du niveau $1/2^-$. Cette hypothèse est certainement extrême mais si l'on regarde le spectre en énergie d'excitation (Figure 3.9) vers 5.8 MeV où aucun niveau du ^{19}F n'existe, on observe une absence de fond renforçant l'idée que le fond sous les deux niveaux $3/2^+$ est d'origine physique. Un ajustement de la région en énergie d'excitation 6.2 - 6.7 MeV par huit gaussiennes pour les niveaux $E_X = 6.255, 6.282, 6.330, 6.497, 6.528, 6.787, 6.838$ et 6.891 MeV et une lorentzienne pour le niveau $1/2^-$ donne le nombre de coups dans le spectre correspondant à la contribution du niveau $1/2^-$ (voir paragraphe 3.5). La section efficace différentielle de ce niveau est obtenue sachant

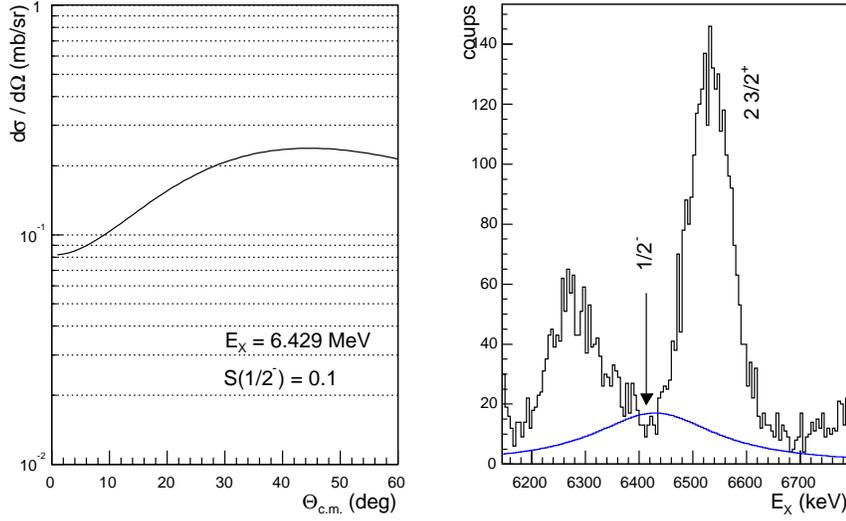


Fig. 4.15: Gauche : Calcul DWBA en Portée Finie de la section efficace différentielle du niveau $E_X = 6.429$ MeV ($J^\pi = 1/2^-$, $L = 1$). Droite : Limite supérieure de la contribution de ce niveau dans le spectre en énergie d'excitation.

que le neutron emporte un moment angulaire $L_t = 1$. Le facteur spectroscopique associé à ce niveau $S(1/2^-)$ est alors déduit d'après la formule simple suivante (voir Equation 3.3) :

$$N_p = I_{fais} t_{fais} \frac{2 e_{cib}}{M_{CD_2}} N_a \sigma(S = 1) S(1/2^-) \epsilon_{detec},$$

où N_p est le nombre de protons déterminé d'après l'ajustement précédent. On obtient alors une limite supérieure $S(1/2^-) < 0.23$. Cette limite est représentée sur la Figure 4.15 ainsi qu'avec le calcul en DWBA de la section efficace différentielle du niveau $1/2^-$.

Groupe de niveaux à 7.3 MeV

Les niveaux $E_X = 7.262$ MeV et 7.364 MeV ont respectivement des spins et parités $3/2^+$ ou $1/2^+$ qui sont peuplés par un transfert de neutron de moment angulaire $L_t = 0$. La forme de la section efficace différentielle est alors identique pour ces deux niveaux, puisqu'ils ne sont séparés que d'environ 100 keV. Cependant on observe un facteur deux sur la normalisation des distributions angulaires provenant du facteur de spin $(2J_1 + 1)/(2J_2 + 1) = (2 \times 3/2 + 1)/(2 \times 1/2 + 1) = 2$. L'ajustement des résultats des calculs en DWBA sur les points expérimentaux s'est fait uniquement sur les cinq points aux plus grands angles pour lesquels on est sûr de s'affranchir de l'effet

du seuil électronique. Le fait que les distributions angulaires aient la même forme ne permet pas d'obtenir un jeu de facteur spectroscopique unique pour les deux états. Pour remédier à ce problème nous avons analysé la forme du doublet pour les cinq angles précédents. Après un ajustement à deux gaussiennes (voir Figure 4.16), il résulte que la contribution des états $E_X = 7.262\text{--}7.364$ MeV est 57%–43% respectivement. En utilisant cette contrainte et en corrigeant de la composante de noyau composé, on obtient un jeu de facteur spectroscopique $S(7.262) = 0.15$ et $S(7.364) = 0.22$ (voir Figure 4.9). La contribution du noyau composé pour ces deux niveaux étant faible ($\sigma_{NC} \sim 0.1$ mb/sr), on obtient les mêmes valeurs de facteur spectroscopique si l'on néglige cette composante.

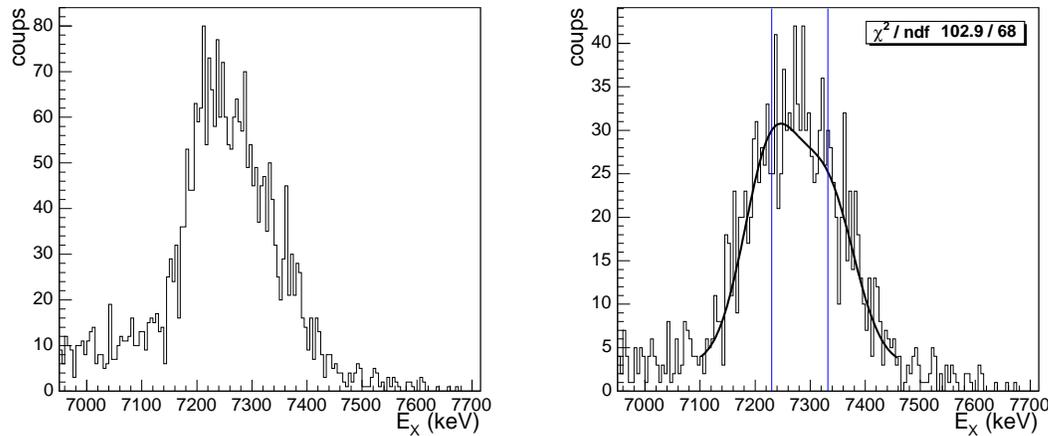


Fig. 4.16: Spectre en énergie d'excitation autour du doublet $E_X = 7262 + 7364$ keV lorsque l'on considère toutes les pistes (à gauche) ou seulement les cinq pistes où la bande cinématique du doublet n'est pas coupée par le bruit électronique (à droite). Dans ce dernier cas, le meilleur ajustement par deux gaussiennes, dont les positions sont représentées par les lignes verticales, est représenté.

Incertitudes

Différentes sources d'incertitudes sur les facteurs spectroscopiques sont à prendre en compte. L'erreur statistique associée à l'ajustement de la section efficace différentielle théorique sur les données expérimentales peut être considérée comme négligeable. Les facteurs spectroscopiques sont directement reliés à la normalisation des données dont l'incertitude a été estimée à 7% en utilisant les données de diffusion élastique $^{18}\text{F} + ^{12}\text{C}$ (voir paragraphe 3.6.3). Enfin, la source d'incertitude la plus grande est inhérente à la méthode de la DWBA. Dans notre cas cela provient principalement du choix des potentiels optiques dans la voie d'entrée qu'il est impossible de

contraindre à l'aide de données expérimentales. Nous avons estimé cette incertitude à 20%.

Une autre incertitude, spécifique à l'extraction des distributions angulaires en coïncidence, provient du calcul de l'efficacité de coïncidence $p^{-15}\text{N}$. L'émission de la particule α a été prise isotrope dans le centre de masse du ^{19}F . Or pour les deux états $3/2^+$ d'intérêt astrophysique, la particule α emporte un moment angulaire $L = 1$. La probabilité d'émission $dP/d\Omega$ dans une direction donnée dépend alors de la population des sous-états magnétiques $a(l, m)$ avec $m = 0, \pm 1$ [Jac75] soit :

$$\frac{dP}{d\Omega} \propto \left| \sum_{l,m} (-i)^{l+1} a(l, m) X_{lm} \right|^2, \quad (4.36)$$

où X_{lm} sont les harmoniques sphériques. Pour tenter d'évaluer l'erreur commise en prenant une émission isotrope de la particule α (états sous-magnétiques peuplés aléatoirement), nous avons envisagé les deux cas extrêmes "a(1, 0) = 1 et a(1, ± 1) = 0" ainsi que "a(1, 0) = 0 et a(1, ± 1) = 1". La probabilité d'émission de la particule α ainsi que les distributions angulaires sont représentées sur la Figure 4.17.

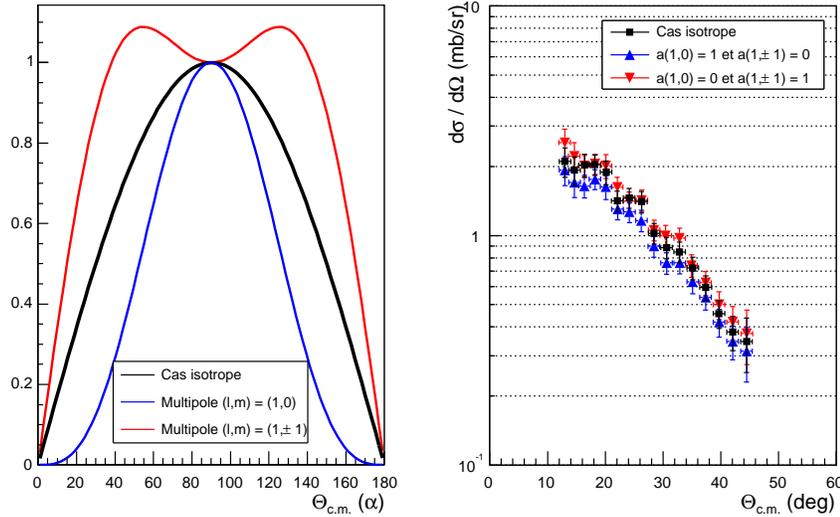


Fig. 4.17: Gauche : Probabilité d'émission de la particule α en fonction de la population des états sous-magnétiques peuplés (trois cas sont envisagés). Droite : Sections efficaces différentielles correspondants aux trois cas précédents.

Bien que ce calcul soit simpliste puisqu'il ne prend pas en compte les corrélations angulaires entre la direction d'émission de l' α et la direction d'émission du proton, il permet de voir que l'incertitude moyenne sur la normalisation de la section efficace différentielle et donc sur le facteur spectroscopique est de l'ordre de 15%.

Si l'on combine les différentes sources d'incertitudes précédentes de manière indépendantes, on obtient une incertitude sur le facteur spectroscopique d'environ 27%.

4.6.2 Largeurs protons dans le ^{19}Ne

Calcul des largeurs partielles Γ_p

Les facteurs spectroscopiques neutrons déterminés précédemment correspondent à des niveaux du ^{19}F alors que les largeurs protons d'intérêt astrophysique correspondent à leurs niveaux analogues dans le ^{19}Ne . D'après Utku et al.[Utk98] les deux niveaux $3/2^+$ et le niveau $1/2^-$ d'intérêt astrophysique peuplés dans le ^{19}F sont les analogues des états $3/2^+$ $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6419$ et 6449 keV d'une part et de l'état $1/2^-$ $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6437$ keV d'autre part du ^{19}Ne . Contrairement à d'autres états analogues du $^{19}\text{F}/^{19}\text{Ne}$ où l'assignation repose sur le fait que ces niveaux sont peuplés avec la même statistique par des réactions miroirs³, le cas des deux états $3/2^+$ et de l'état $1/2^-$ repose sur la similarité de leur position en énergie et de leur largeur totale. En effet les deux états $3/2^+$ forment un doublet espacé de 30 keV que ce soit dans le ^{19}F ou le ^{19}Ne à des énergies d'excitation similaires, alors que pour l'état $1/2^-$, on a $\Gamma_\alpha(^{19}\text{Ne}) = 220$ keV $\approx \Gamma_\alpha(^{19}\text{F}) = 280$ keV.

Pour des niveaux analogues, il est usuel en astrophysique nucléaire de supposer l'égalité des facteurs spectroscopiques même si cette pratique s'accompagne d'une certaine incertitude (voir Annexe B). Nous obtenons alors pour les deux états $3/2^+$ du ^{19}Ne , $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6419$ et 6449 keV, un facteur spectroscopique commun $S_1 + S_2 = S'_1 + S'_2 = 0.17$. Pour ce qui est de l'état $1/2^-$ du ^{19}Ne , $E_X = 6437$ keV, on obtient un facteur spectroscopique $S_3 = S'_3 < 0.23$. Dans les spectres expérimentaux obtenus après correction de l'énergie d'excitation (Figure 3.15), et en tenant compte de l'incertitude modérée sur la calibration en énergie d'excitation, la position du doublet de $3/2^+$ semble privilégier le niveau à plus haute énergie $E_X(^{19}\text{F}) = 6528$ keV ; cependant l'assignation des deux niveaux analogues n'est pas clairement établie. En effet, le doublet étant faiblement séparé ($\Delta E = 30$ keV), il n'est pas exclu qu'il y ait une inversion ou un mélange de configuration entre ces deux états $3/2^+$. Cependant il semble que pour deux niveaux de même spin/parité aussi proches l'un de l'autre, leur structure doit être très différente. Nous prendrons donc en compte l'éventualité d'une inversion en attribuant toute la force du facteur spectroscopique sur l'un puis l'autre niveau.

La largeur partielle est calculée en utilisant la formule suivante (voir Annexe B) :

$$\Gamma_p = C^2 S \Gamma_{s.p.} \quad \text{avec} \quad \Gamma_{s.p.} = \frac{\hbar^2 s}{\mu} |\mathcal{R}_{s.p.}(s)|^2 P_l, \quad (4.37)$$

³ $^{16}\text{O}(^6\text{Li},t)^{19}\text{Ne}$ et $^{16}\text{O}(^6\text{Li},^3\text{He})^{19}\text{F}$ ainsi que $^{20}\text{Ne}(d,^3\text{He})^{19}\text{F}$ et $^{20}\text{Ne}(d,t)^{19}\text{Ne}$ [Utk98].

où s est le « rayon » d'interaction de la voie $^{18}\text{F} + \text{p}$, calculé par la relation simple $s = 1.25(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, ce qui donne $s = 4.5$ fm. $|\mathcal{R}_{s,p}|^2$ est la fonction d'onde du proton calculée avec des paramètres classiques pour le potentiel nucléaire : $(r, a) = (1.25, 0.65)$ fm.

Les résultats concernant les niveaux d'intérêt astrophysique $1/2^-$ et $3/2^+$ en tenant compte d'une possible inversion sont regroupés dans le Tableau 4.6. D'après Utku et al., les niveaux $^{19}\text{F}(7.262) \leftrightarrow ^{19}\text{Ne}(7.238)$ sont analogues. Sur cette base, nous avons donc calculé la largeur proton du niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.238$ MeV. On obtient $\Gamma_p(7.238) \approx 11.8$ keV ce qui est plus grand que la limite supérieure calculée par Utku et al. ($\Gamma_p < 4$ keV). En revanche, aucun niveau $1/2^+$ dans le ^{19}Ne n'est connu vers 7.3 MeV qui pourrait être l'état analogue du niveau observé dans le ^{19}F $E_X(^{19}\text{F}) = 7.364$ MeV.

Tab. 4.6: Largeurs protons pour les niveaux excités du ^{19}Ne .

$E_X(^{19}\text{F})$ (MeV)	J^Π	C^2S	$E_X(^{19}\text{Ne})$ (MeV)	E_r (keV)	Γ_p (eV)
6.497	} $3/2^+$	0.17	6.419	8	3.4×10^{-34}
6.527			6.449	38	1.9×10^{-11}
6.429	$1/2^-$	< 0.23	6.437	26	$< 3.8 \times 10^{-16}$
7.262	$3/2^+$	0.15	7.238	827	1.18×10^4

Incertitudes

L'incertitude sur les largeurs protons précédentes est le résultat de plusieurs effets. D'abord, l'incertitude sur la détermination des facteurs spectroscopiques qui a pu être estimée à 27% (voir paragraphe 4.6.1). L'utilisation d'une méthode indirecte pour déterminer des largeurs partielles se révèle aussi incertaine. Cette incertitude a pu être étudiée de manière statistique et estimée à 25% (voir Annexe B). L'incertitude la plus importante provient cependant de l'hypothèse de l'égalité des facteurs spectroscopiques entre niveaux analogues. Cette hypothèse semble vérifiée à un facteur deux près (voir Annexe B).

En considérant ces différentes sources d'incertitudes indépendantes et en les sommant donc quadratiquement, on obtient une erreur d'un facteur 2 sur les largeurs protons déterminées précédemment.

4.6.3 Analogue du niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV

Le niveau analogue dans le ^{19}F de la résonance $E_r = 659$ keV ($E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV, $J^\Pi = 3/2^+$) n'a toujours pas été mis en évidence. Une mesure récente[But98]

a permis de mettre en évidence un niveau $3/2^+$ à 7.101 MeV dans le ^{19}F . Des indications de l'existence de ce niveau avaient déjà été obtenues par diffusion élastique $^{15}\text{N}(\alpha,\alpha)^{15}\text{N}$ [Smo61] mais contestées lors d'une réanalyse de ces données[Mo72] à cause d'un niveau large très proche dans le ^{19}F à 7.114 MeV ($J^\Pi = 7/2^+$ et $\Gamma_{tot} = 32$ keV). La mesure de Butt et al. détecte les γ de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ et met clairement en évidence des transitions vers un état $3/2^-$ très peu probables depuis un état $7/2^+$. Une mesure de la fonction d'excitation fait alors apparaître une résonance à $E_X(^{19}\text{F}) = 7.101 \pm 0.001$ MeV avec un largeur $\Gamma_{tot} = 28 \pm 1.1$ keV. En supposant l'égalité des largeurs réduites sans dimension (Θ_α^2) pour des niveaux analogues et en appliquant la formule :

$$\Gamma_\alpha(^{19}\text{Ne}) = \frac{P_l(^{15}\text{O} + \alpha)}{P_l(^{15}\text{N} + \alpha)} \Gamma_\alpha(^{19}\text{F})$$

Butt et al. obtient $\Gamma_\alpha \approx 30$ keV pour le niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV, ce qui est en bon accord avec la valeur mesurée $\Gamma_\alpha = 25$ keV.

L'assignation par Butt et al. d'un spin $3/2^+$ pour le niveau à 7.101 MeV a été remise en question par Fortune et al.[For00] qui remarquent qu'il pourrait s'agir d'un doublet de spins $1/2-5/2$ ou $1/2-7/2$. De plus, Fortune et al. prédisent la position du niveau analogue dans le ^{19}F à une énergie d'excitation plus élevée : $E_X = 7.4 \pm 0.1$ MeV. Dans cette région en énergie d'excitation, aucun niveau $3/2^+$ n'est connu et Fortune et al. suggèrent donc de réaliser la mesure de la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ pour observer un tel niveau.

Dans les spectres en énergie d'excitation obtenus lors de notre expérience (voir Figure 3.15), aucun pic d'intensité appréciable n'est observé vers 7.1 MeV. En supposant que ce niveau est l'analogue du niveau à 7.070 MeV dans le ^{19}Ne et en supposant l'égalité des largeurs réduites sans dimension ($\Theta_n^2(^{19}\text{F}) = \Theta_p^2(^{19}\text{Ne})$), on obtient $\Theta_n^2 = 0.14^4$. Cette valeur est importante et l'on devrait donc observer un pic d'une intensité comparable à celle du pic des deux niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique ($C^2S = 0.17$). Nos données semblent donc refuter l'hypothèse que le niveau $E_X(^{19}\text{F}) = 7.100$ MeV soit l'analogue du niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV.

Fortune et al. prédisent dans le ^{19}F la présence d'un niveau $1/2^+$ au dessus du niveau $3/2^+$. Il est naturel de penser aux deux niveaux $E_X, J^\Pi = 7.262$ MeV, $3/2^+$ et 7.364 MeV, $1/2^+$ qui sont fortement peuplés dans la réaction $\text{D}(^{18}\text{F},\text{p})^{19}\text{F}$ (voir Figure 3.15). Le facteur spectroscopique du niveau $3/2^+$ $E_X = 7.262$ MeV a pu être déterminé et vaut $C^2S = 0.15$. Cette valeur, tout à fait cohérente avec celle de la largeur réduite sans dimension ($\Theta_n^2 = 0.14$) déterminée précédemment, semble indiquer que le niveau $E_X(^{19}\text{F}) = 7.262$ MeV puisse être un bon candidat pour être le niveau analogue de l'état $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV. Cependant la largeur totale dans le ^{19}F calculée à partir du niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV vaut $\Gamma_{tot} = \Gamma_\alpha \approx$

⁴On a pris comme rayon d'interaction $s = 5$ fm.

28 keV qui est incompatible avec la largeur mesurée $\Gamma_{tot} < 6$ keV[Til95], même si cette dernière peut être remise en question[Smo61]. De plus Utku et al.[Utk98] proposent que l'analogie du niveau $E_X(^{19}\text{F}) = 7.262$ MeV soit le niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.238$ MeV. Il semble donc difficile de conclure que le niveau $E_X(^{19}\text{F}) = 7.262$ MeV soit l'analogie du niveau $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV.

Fortune et al.[For00] prédisent la position du niveau analogue à $E_X = 7.4$ MeV, malheureusement la présence d'un seuil électronique nous a empêché de peupler les niveaux dont l'énergie d'excitation dans le ^{19}F était supérieure à $E_X = 7.363$ MeV et ne nous a donc pas permis d'identifier un éventuel pic intense vers 7.4 MeV.

4.7 Distributions angulaires supplémentaires

Données expérimentales

Pour la réaction $\text{D}(^{18}\text{O},\text{p})^{19}\text{O}$, seuls ont pu être observés le niveau fondamental ($J^\Pi = 5/2^+$) et le premier état excité ($E_X = 96$ keV, $J^\Pi = 3/2^+$) de ^{19}O . La distribution angulaire présentée sur la Figure 4.18 (points en forme d'étoiles à gauche) correspond à la somme de ces deux contributions puisque la résolution en énergie ne permet pas de séparer clairement les deux niveaux; il est cependant possible de déterminer leur contribution individuelle. Pour cela, nous avons utilisé la même méthode que pour le « doublet » du ^{19}F $E_X = 7.232$ et 7.364 MeV, et nous avons réalisé un ajustement à deux gaussiennes pour chaque secteur de LAMP en imposant une résolution identique et en fixant la position relative des deux niveaux. On obtient une contribution du niveau fondamental environ trois fois plus grande que pour le premier état excité ($E_X = 96$ keV).

Les autres points expérimentaux représentés sur la Figure 4.18 (à gauche) proviennent de toutes les mesures à basse énergie de la réaction $\text{D}(^{18}\text{O},\text{p})^{19}\text{O}$ que l'on peut trouver dans la littérature [$E_d = 3$ MeV[Fas72] ainsi que $E_d = 2.5$ et 1.74 MeV[Zim59]]. Pour chaque énergie est reportée la distribution angulaire du niveau fondamental de ^{19}O ainsi que celle du premier état excité lorsqu'elle a été mesurée[Zim59]. La normalisation absolue des distributions angulaires à $E_d = 1.74$ et 2.5 MeV[Zim59] n'a pas été déterminée. Nous avons donc normalisé arbitrairement ces données en superposant les distributions angulaires à $E_d = 2.5$ et 3 MeV. On obtient un facteur de normalisation 0.095 par rapport aux données initiales.

Plusieurs remarques peuvent être faites. D'abord, du fait des faibles énergies incidentes mises en jeu, on observe une atténuation de la section efficace maximale en fonction de l'énergie pour le niveau fondamental de ^{19}O accompagnée d'un aplatissement de la forme de la section efficace différentielle. Le rapport des sections efficaces différentielles du fondamental et du premier état excité pour les données à $E_d = 1.74$ MeV est d'environ un facteur quatre ce qui semble raisonnable par rapport à ce que l'on obtient avec nos données (facteur trois). Ensuite, la normalisation

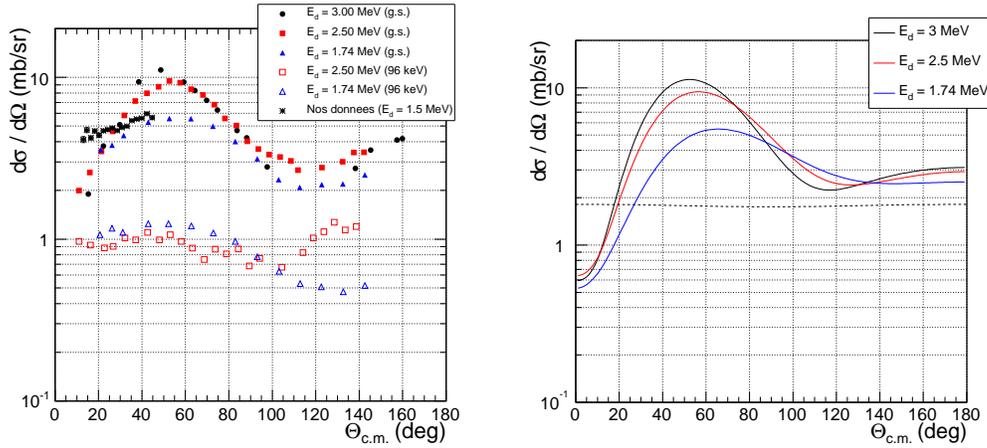


Fig. 4.18: Gauche : Distributions angulaires expérimentales du groupe de niveaux $E_X = g.s. + 96$ keV peuplés par la réaction $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$. Sont représentés nos données (étoiles) ainsi que les données disponibles à basse énergie. Droite : Calculs en DWBA en Portée finie (traits pleins) et contribution du noyau composé (trait pointillé).

absolue et la forme de nos données expérimentales ($E_d = 1.5$ MeV) est en bon accord avec celles obtenues à $E_d = 1.74$ MeV[Zim59]. Ces deux observations sont autant d'arguments montrant la bonne qualité de nos données.

Interprétation

Les courbes en trait plein de la Figure 4.18 (à droite) représentent les résultats de la DWBA obtenus en Portée Finie. Pour ce calcul, nous avons utilisé le même couple de potentiels optiques $B + B'$ [de 64] que pour la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. Bien qu'il existe des mesures des sections efficaces différentielles $^{18}\text{O} + d$ et $^{19}\text{O} + p$, aucune n'existe à si basse énergie ($E_d \approx 1.5$ MeV), ce qui justifie notre choix. Que ce soit le niveau fondamental ou le premier état excité, le moment angulaire du neutron transféré est $L = 2$. La contribution du noyau composé est représentée par la courbe en trait pointillé et a été calculée comme pour la réaction $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ avec la même normalisation. À priori, rien ne justifie que la normalisation soit la même pour les réactions $D(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ et $D(^{18}\text{O},p)^{19}\text{O}$, cependant nous ne disposons d'aucun niveau interdit ou impossible à peupler par mécanisme direct pour faire la normalisation. La contribution du noyau composé calculée de cette manière est d'environ 0.6 mb/sr. Ce résultat est compatible avec une mesure à $E_d = 3$ MeV où la contribution du noyau composé pour le niveau fondamental a été estimée entre 0.4 et 0.5 mb/sr[Fas72]. Cette contribution n'est donc pas suffisante pour rendre compte des données expérimentales.

Alors que les calculs en DWBA décrivent bien les données à $E_d = 2.5$ et 3 MeV

et permettent de déduire un facteur spectroscopique de 0.64, en très bon accord avec une mesure à $E_d = 14.8$ MeV[Sen73] ($S = 0.57$) ainsi qu'avec des calculs en modèle en couche ($S = 0.68^5$), ce n'est pas le cas pour les données à $E_d = 1.74$ MeV. En effet le calcul DWBA ne permet pas de rendre compte de la forme de la section efficace de ces données.

⁵N. Smirnova, communication privée.

CHAPITRE 5

Taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

5.1 Introduction

Nous allons maintenant utiliser les données nucléaires extraites au chapitre précédent pour calculer le taux de réaction thermonucléaire de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Nous examinerons avec attention l'influence des nouvelles données expérimentales ainsi que les diverses incertitudes restantes concernant ce taux de réaction. Enfin, nous déduirons un nouveau taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

5.2 Calcul du taux de réaction

5.2.1 Caractéristiques nucléaires

Nous allons maintenant faire un état des lieux des états excités du ^{19}Ne jouant un rôle important dans le calcul du taux de réaction astrophysique de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. La Figure 5.1 représente le schéma de niveaux du ^{19}Ne ainsi que de son noyau miroir le ^{19}F au delà du seuil proton de ces deux noyaux. Les trois courbes en trait plein représentent le pic de Gamow ($E_0 \pm \Delta/2$) pour des températures allant de $T_6 = 50$ à $T_6 = 500$ qui englobent les températures atteintes lors des explosions de novæ.

Les niveaux du ^{19}Ne jouant un rôle dans le calcul du taux de réaction peuvent être séparés en deux catégories : ceux dont l'énergie est directement dans la zone du pic de Gamow et ceux qui sont en dehors de cette zone mais qui peuvent contribuer au taux de réaction par leur queue de résonance. Une liste de ces niveaux ainsi que quelques unes de leur propriétés spectroscopiques sont résumés dans le Tableau 5.1. Ces propriétés sont en fait assez mal connues. En effet, que ce soit les largeurs par-

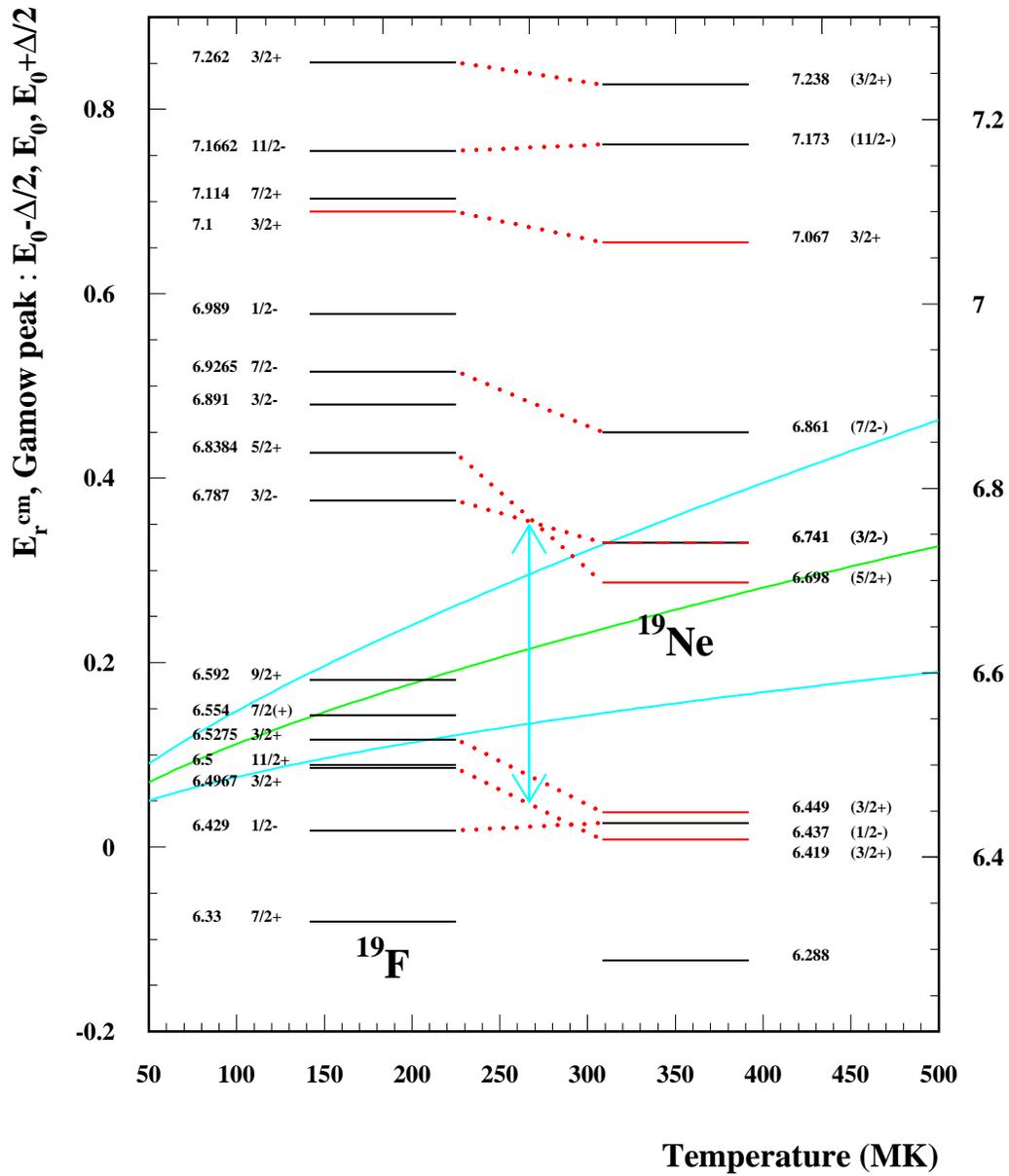


Fig. 5.1: Schéma de niveaux pour le ^{19}Ne et son noyau miroir le ^{19}F . L'axe de droite représente l'énergie d'excitation en MeV et l'axe de gauche l'énergie dans le centre de masse. Les traits pointillé représentent les assignations ou tentatives d'assignation de niveaux analogues. L'axe horizontal représente la température en million de degré et les trois courbes en trait plein représente le pic de Gamow ($E_0 \pm \Delta/2$).

tielles alpha ou proton, leur détermination par mesure directe met en jeux les noyaux instables ^{15}O [$^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$] et ^{18}F [$^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$] seulement disponibles depuis peu comme faisceaux radioactifs.

Tab. 5.1: Caractéristiques des résonances $^{18}\text{F}+p$ importantes pour le calcul du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ (d'après [Utk98])

$E_X(^{19}\text{Ne})$ (MeV)	J^Π	E_r (keV)	Γ_p^a (keV)	Γ_α (keV)	$\omega\gamma(p,\alpha)$ (eV)
6.419	3/2 ⁺	8	3.5×10^{-37}	< 1.0	2.30×10^{-34}
6.437	1/2 ⁻	26	2.5×10^{-20}	220	8.3×10^{-18}
6.449	3/2 ⁺	38	2.5×10^{-14}	4.3	1.70×10^{-11}
6.698	5/2 ⁺	287	2.7×10^{-4}	1.2	0.27
6.741	3/2 ⁻	330	6.0×10^{-3}	2.7	3.5
6.861	7/2 ⁻	450	1.6×10^{-5}	3.1	2.1×10^{-2}
7.070	3/2 ⁺	659	14.0	25.0	6.0×10^3
7.173	11/2 ⁻	762	9.4×10^{-8}	1.2×10^{-2}	1.88×10^{-4}
7.238	3/2 ⁺	827	< 4.0	< 6.0	

^a Calculé avec un rayon d'interaction $s = 4.6$ fm.

Dans le cas des largeurs alpha, celles-ci sont calculées [Utk98] d'après les largeurs alpha connues dans le ^{19}F en supposant que les largeurs réduites γ_α^2 sont identiques entre les niveaux analogues des noyaux miroirs et en corrigeant des différentes pénétrabilités coulombiennes :

$$\Gamma_\alpha(^{19}\text{Ne}) = \Gamma_\alpha(^{19}\text{F}) \frac{P_l(^{15}\text{O} + \alpha)}{P_l(^{15}\text{N} + \alpha)}$$

Ceci est une procédure habituelle en Astrophysique Nucléaire, toutefois il a été montré que pour le même couple de noyaux miroirs ($^{19}\text{F}/^{19}\text{Ne}$) cette hypothèse pouvait être largement fautive d'un facteur 10 [de 97]. Nous évaluerons en détail l'influence de cette hypothèse sur le taux de réaction dans le paragraphe 5.3.2.

Dans le cas des largeurs proton, celles-ci sont totalement inconnues ! Il n'est cependant pas possible comme dans le cas des largeurs alpha d'utiliser les propriétés spectroscopiques du ^{19}F . En effet, toujours en supposant l'égalité des largeurs réduites entre niveaux analogues, des informations sur les largeurs protons dans le ^{19}Ne requièrent des informations sur les largeurs neutrons ou facteurs spectroscopiques neutrons dans le ^{19}F . Les niveaux considérés ici étant liés vis-à-vis de l'émission neutron [$E_X(^{19}\text{F}) \leq S_n(^{19}\text{F}) = 10.4$ MeV], la largeur neutron n'a pas de sens dans ce cas. De plus aucune valeur de facteur spectroscopique neutron n'est disponible pour le ^{19}F puisqu'une réaction de transfert pour faire une telle mesure met aussi en jeu le noyau radioactif de ^{18}F .

Dans ces cas où aucune estimation expérimentale n'est disponible pour les largeurs protons, la largeur réduite sans dimension $\Theta_p^2 = \gamma_p^2/\gamma_W^2$ ¹ peut prendre a priori n'importe quelle valeur entre 0 et 1. Nous avons pris ici comme valeur de Θ_p^2 , respectivement 10% et 1% de la largeur de Wigner pour des états de parité positive et négative [Wie86]. Ce traitement a été appliqué à toutes les résonances du Tableau 5.1 sauf pour $E_r = 330$ et 659 keV pour lesquelles il existe des données expérimentales.

Dans le cas du niveau $E_X = 7.070$ MeV ($E_r = 659$ keV), sa grande largeur totale ($\Gamma_{tot} \approx 39$ keV) le fait contribuer de manière importante au taux de réaction ce qui lui a valu beaucoup d'attention. De nombreuses mesures ont été réalisées pour accéder à sa largeur totale ainsi qu'à sa largeur proton (en fait Γ_p/Γ) [Cos95, Reh95, Utk98, Gra01]. Dans le cas du niveau $E_X = 6.741$ MeV ($E_r = 330$ keV), deux mesures directes de la force de résonance $\omega\gamma$ ont été faites en cinématique inverse avec un faisceau de ^{18}F [Gra97, Bar02]. Il est à noter deux mesures récentes des paramètres de ces résonances [Bar01b, Bar02]. Les résultats de ces mesures seront utilisés pour calculer le nouveau taux de réaction (voir paragraphe 5.2.3).

On notera que comme suggéré dans [Coc00], la largeur partielle proton de la résonance à 26 keV est prise égale à 2.5×10^{-20} keV et non 6.6×10^{-23} keV comme calculé dans [Utk98].

5.2.2 Ancien taux de réaction

Avant de présenter le nouveau taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, nous discutons maintenant en détail les anciens taux de cette réaction déjà brièvement décrit au paragraphe 1.2.3. Plusieurs remarques peuvent être faites. Le taux de réaction présenté ici est normalisé par rapport au taux de réaction de Wiescher & Kettner [Wie82]. Historiquement, c'est le premier taux de réaction utilisé pour des calculs d'émission gamma associée au ^{18}F dans les novæ. À cette époque, seules trois résonances du ^{19}Ne $E_r = 26, 330$ et 450 keV étaient connues et l'examen du spectre du ^{19}F montrait que de nombreux niveaux encore inconnus étaient attendus dans le ^{19}Ne . Aussi, faute de données spectroscopiques Wiescher & Kettner ont estimé la position probable de trois résonances supplémentaires $E_r = 90, 130$ et 370 keV à partir des énergies de résonances du noyau miroir (^{19}F). La résonance prédite $E_r = 370$ keV semble maintenant avoir été observée mais à une énergie plus faible ($E_r = 287$ keV) alors qu'il n'y a pas encore d'indications pour les deux autres niveaux prédits [Utk98].

Les propriétés spectroscopiques des états excités du ^{19}Ne utilisés pour calculer l'ancien taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ sont résumés dans le Tableau 5.1. En prenant en compte tous ces états résonnants et en intégrant numériquement chaque résonance, on obtient le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ présenté sur la Figure 5.2. Les taux nominaux correspondent, comme expliqué auparavant, à des largeurs réduites sans dimension (Θ_p^2) protons égales à 0.1 et 0.01 selon la parité des niveaux. On

¹ γ_W^2 est la largeur réduite de Wigner (voir Annexe B)

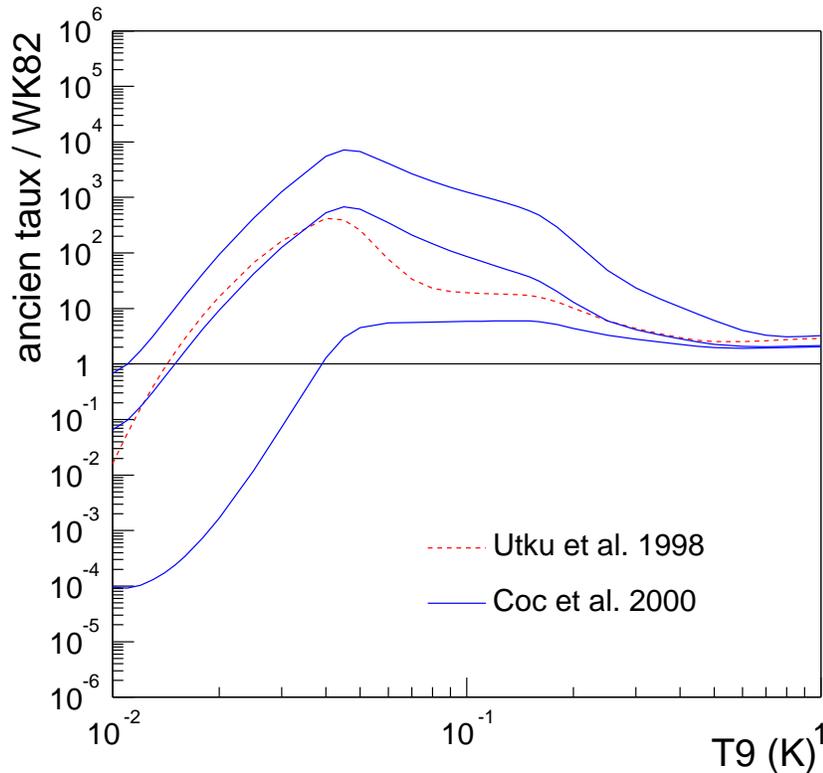


Fig. 5.2: Ancien taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ normalisé par rapport au taux de Wiescher & Kettner [Wie82]. La différence entre les deux taux nominaux provient de l'inclusion de la queue de la résonance $E_r = 38$ keV. Les taux minimum et maximum correspondent à la contribution minimale et maximale des résonances non mesurées (voir texte).

notera que les deux taux nominaux reportés sur la Figure 5.2 sont beaucoup plus grands que le taux de Wiescher & Kettner [Wie82], jusqu'à un facteur ≈ 600 pour $T_6 = 60$. Ceci s'explique facilement par le manque de données spectroscopiques à cette époque introduisant inévitablement une grande incertitude sur le taux de réaction. La différence que l'on peut voir entre les taux nominaux d'Utku et al. et Coc et al. provient de l'inclusion de la queue de résonance à 38 keV, négligée dans l'analyse d'Utku et al. [Utk98]. Cela illustre l'importance des résonances situées en dehors du pic de Gamow mais qui peuvent contribuer de manière significative par leur queue de résonance. En effet, la différence entre ces deux taux nominaux peut atteindre un facteur ≈ 50 .

En plus du taux nominal, sont représentés les taux de réaction limites minimum et maximum correspondant à des valeurs extrêmes des largeurs réduites sans dimension protons Θ_p^2 . Dans le cas limite du taux de réaction minimum, la contribution des

résonances $E_r = 8, 26, \text{ et } 38 \text{ keV}$ est nulle ($\Theta_p^2 = 0$) et le taux de réaction est donné par la contribution des résonances mesurées directement : $E_r = 330 \text{ et } 659 \text{ keV}$. Dans le cas opposé du taux de réaction maximum, on a $\Theta_p^2 = 1$ pour les trois résonances précédentes. L'incertitude sur le taux de réaction résultant de la valeur arbitraire des largeurs protons de ces trois résonances est de plusieurs ordres de grandeur (facteur $\approx 10^3$ vers $T_6 = 50$).

5.2.3 Réduction des incertitudes sur le taux de réaction

En prélude au paragraphe 5.5 nous allons maintenant examiner l'influence de nos résultats sur le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Au cours de l'analyse de la réaction de transfert $\text{D}(^{18}\text{F},p\alpha)^{15}\text{N}$, nous avons pu déduire un facteur spectroscopique commun pour les deux états $3/2^+$ $E_X(^{19}\text{F}) = 6497 \text{ et } 6528 \text{ keV}$ ($S'_1 + S'_2 = 0.17$) dans le ^{19}F , ainsi qu'une limite supérieure pour l'état $1/2^-$ $E_X(^{19}\text{F}) = 6429 \text{ keV}$ ($S'_3 < 0.23$). En utilisant l'hypothèse d'égalité des facteurs spectroscopiques pour des niveaux analogues, on déduit un facteur spectroscopique commun $S_1 + S_2 = S'_1 + S'_2 = 0.17$ pour les deux états $3/2^+$ du ^{19}Ne , $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6419 \text{ et } 6449 \text{ keV}$ ainsi que la limite supérieure $S_3 = S'_3 < 0.23$ pour l'état $1/2^-$ du ^{19}Ne , $E_X = 6419 \text{ keV}$ (voir discussion paragraphe 4.6.2).

Tab. 5.2: Caractéristiques des résonances $^{18}\text{F}+p$ utilisées pour le calcul du nouveau taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

$E_X(^{19}\text{Ne})$ (MeV)	J^Π	E_r (keV)	Γ_p^a (keV)	Γ_p^b (keV)	Γ_α (keV)	$\omega\gamma(p, \alpha)$ (eV)	Γ_γ (eV)	$\omega\gamma(p, \gamma)$ (eV)
6.419	$3/2^+$	8	3.4×10^{-37}	6.0×10^{-37}	< 1.0	2.27×10^{-34}	0.85	1.93×10^{-37}
6.437	$1/2^-$	26	$< 3.8 \times 10^{-19}$	2.5×10^{-20}	220	$< 1.27 \times 10^{-16}$	1	$< 5.76 \times 10^{-22}$
6.449	$3/2^+$	38	1.9×10^{-14}	4.3×10^{-14}	4.3	1.27×10^{-11}	1.2	3.53×10^{-15}
6.698	$5/2^+$	287	8.2×10^{-5}	2.7×10^{-4}	1.2	0.82	0.33	5.60×10^{-5}
6.741	$3/2^-$	330	2.22×10^{-3c}		2.7	1.48	5.5	3.01×10^{-3}
6.861	$7/2^-$	450	5.1×10^{-6}	1.6×10^{-5}	3.1	6.80×10^{-3}	2.4	5.26×10^{-6}
7.076	$3/2^+$	665	15.2^d		23.8	6.2×10^3	1	2.60×10^{-1}
7.173	$11/2^-$	762	2.7×10^{-8}	9.4×10^{-8}	1.2×10^{-2}	5.40×10^{-4}	0.17	7.37×10^{-7}
7.238	$3/2^+$	827	10.3	< 4.0	< 6.0		1	

^a $C^2S = 0.1$ ou 0.01 selon la parité, et $\Gamma_p = C^2S\Gamma_{s.p.}$.

^b $\Theta_p^2 = 0.1$ ou 0.01 selon la parité, et $\Gamma_p = \Theta_p^2\Gamma_W$.

^c Mesuré par [Bar01b].

^d Mesuré par [Bar02].

Les paramètres des résonances utilisées pour calculer les nouveaux taux de réaction sont résumés dans le Tableau 5.2. Les largeurs protons des différentes résonances ont été calculées en utilisant les largeurs à une particule ($\Gamma_{s.p.}$) respectives. À titre de

comparaison, nous avons indiqué la valeur des largeurs protons déterminées à l'aide de la largeur limite de Wigner (Γ_W) utilisée dans [Utk98]. On observe en moyenne une différence d'un facteur deux ou trois. Pour la résonance $E_r = \text{"659" keV}$, nous avons utilisé les résultats de Bardayan et al. [Bar02] obtenus par un ajustement simultané en matrice R de données de diffusion élastique ${}^1\text{H}({}^{18}\text{F}, \text{p}){}^{18}\text{F}$ et de la réaction ${}^{18}\text{F}(\text{p}, \alpha){}^{15}\text{O}$. L'énergie de ce niveau a été revue à la hausse de 6 keV ($E_r = 665$ keV dans la suite) alors que la force de résonance est presque identique [$\omega\gamma(665 \text{ keV}) = 6.2 \text{ keV} \approx \omega\gamma(659 \text{ keV}) = 6.0 \text{ keV}$]. Pour la résonance $E_r = 330$ keV, nous avons utilisé la nouvelle force de résonance $\omega\gamma = 1.48 \pm 0.46$ eV [Bar02] déterminée par la mesure directe ${}^{18}\text{F}(\text{p}, \alpha){}^{15}\text{O}$. L'ancienne valeur ($\omega\gamma = 3.5 \pm 1.6$ eV) provenait aussi d'une mesure directe de la réaction ${}^{18}\text{F}(\text{p}, \alpha){}^{15}\text{O}$ [Gra97] mais avec un bruit de fond plus important expliquant l'incertitude plus grande de l'ancienne valeur.

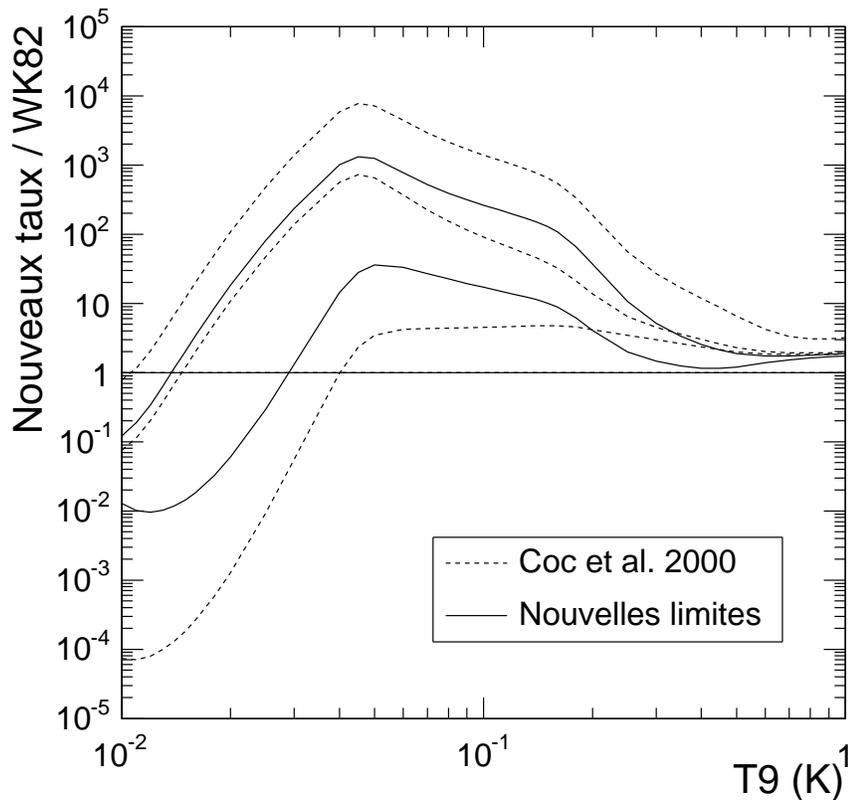


Fig. 5.3: Influence des contraintes expérimentales sur le taux de réaction. Les taux en pointillé représentent les anciens taux nominal, minimum et maximum, alors que les traits pleins représente l'impact des facteurs spectroscopiques mesurés (voir texte).

Même s'il est difficile de calculer un nouveau taux de réaction nominal à cause de

l’ambiguïté de la répartition du facteur spectroscopique sur l’un ou l’autre des états $3/2^+$ d’intérêt astrophysique (voir discussion paragraphe 4.6.2), il est cependant possible de déterminer un nouveau taux minimum et maximum avec les conditions “ $S_1 = 0.17$ et $S_3 = 0$ ” et “ $S_2 = 0.17$ et $S_3 = 0.23$ ” respectivement. Ces nouveaux taux de réaction sont représentés en traits pleins sur la Figure 5.3. On notera que l’ancien taux recommandé est toujours compris entre les nouveaux taux minimum et maximum. Ces résultats montrent clairement l’amélioration apportée par l’expérience $\text{D}(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$. En effet pour des températures typiques $T_6 \approx 100$, l’incertitude sur le taux de réaction est réduit d’un facteur 30.

Vers $T_9 = 0.3\text{--}0.4$, on notera que les nouveaux taux de réaction calculés sont inférieurs aux anciens taux, ce qui s’explique par l’utilisation de la nouvelle valeur de la force de résonance $E_r = 330$ keV ($\omega\gamma = 1.48 \pm 0.46$ eV[Bar02]), plus faible que la précédente. L’adoption des nouveaux paramètres de la résonance $E_r = 665$ keV n’a aucun effet sur le taux de réaction à cause de la similitude des nouveaux paramètres avec ceux utilisés pour calculer l’ancien taux de réaction.

Les taux de réaction présentés ici montrent une fois de plus l’importance des niveaux $3/2^+$ et $1/2^-$ d’intérêt astrophysique ainsi que la réduction de la zone d’incertitude du taux de réaction d’un facteur 30. Ces trois résonances ne pouvant plus être négligées, il est maintenant nécessaire de discuter en détail des possibles sources d’incertitudes sur ce taux de réaction.

5.3 Sources d’incertitudes sur le taux de réaction

Les résultats précédents montrent que les résonances $3/2^+$ dans le ^{19}Ne $E_r = 8$ et 38 keV ($E_X = 6419$ et 6449 keV) jouent un rôle important dans le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et qu’elles ne peuvent pas être négligées. Il semble donc maintenant nécessaire de mieux identifier les sources d’incertitudes existantes pour ces résonances dans l’optique de diminuer l’incertitude finale sur le taux de réaction. Nous discutons ici de ces différentes incertitudes.

5.3.1 Interférences entre les états $3/2^+$

Le calcul du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ ne peut pas se calculer comme une somme incohérente de chaque résonance comme nous l’avons fait jusqu’à maintenant. En effet les deux résonances $3/2^+$ proches du seuil proton du ^{19}Ne ($E_r = 8$ et 38 keV) peuvent interférer avec la résonance de même spin et parité $3/2^+$ située à l’énergie $E_r = 665$ keV. Bien que cette résonance soit à haute énergie, nous avons déjà pu voir qu’elle contribuait largement au taux de réaction par le biais de sa queue de résonance. Nous verrons qui plus est, que ces interférences ont un effet particulièrement important puisqu’elles interviennent dans la région du pic de Gamow.

Pour avoir une description complète de chaque terme résonnant et surtout des interférences, nous avons utilisé le formalisme de la théorie de la matrice R[Lan58] avec le code de calcul ANARKI[Ber97, Ber98]. Nous ne rentrerons pas dans le détail de ce formalisme ici mais nous donnerons à titre indicatif la formule de la section efficace totale dans l'approximation à deux niveaux de cette théorie :

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} g_J \left[\frac{\Gamma_{1c}\Gamma_{1c'}}{(\bar{E}_1 - E)^2 + \frac{1}{4} \left[\Gamma_1 + \Gamma_2 \frac{(\bar{E}_1 - E)}{(\bar{E}_2 - E)} \right]^2} + \frac{\Gamma_{2c}\Gamma_{2c'}}{(\bar{E}_2 - E)^2 + \frac{1}{4} \left[\Gamma_2 + \Gamma_1 \frac{(\bar{E}_2 - E)}{(\bar{E}_1 - E)} \right]^2} + \frac{(\bar{E}_2 - E)g_{1c}g_{1c'} \times (\bar{E}_1 - E)g_{2c}g_{2c'}}{[(\bar{E}_1 - E)(\bar{E}_2 - E)]^2 + \frac{1}{4} [\Gamma_1(\bar{E}_2 - E) + \Gamma_2(\bar{E}_1 - E)]^2} \right], \quad (5.1)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij} & : \text{largeur totale de la résonance } i \text{ dans la voie } j, \\ g_{ij} = \pm(2P_j)^{1/2}\gamma_{ij} & : \text{signe de la largeur réduite } \gamma_{ij} \text{ avec } P_j \text{ la pénétrabilité dans la voie } j, \\ \bar{E}_i = E_i + \Delta_i & : \text{où } \Delta_i \text{ est le terme de déplacement dépendant des fonctions de Coulomb et des largeurs réduites,} \\ g_J = \frac{2J_r+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)} & : \text{avec } J_r, J_1 \text{ et } J_2 \text{ les spins du projectile et de chaque résonance.} \end{aligned}$$

Les deux premiers termes correspondent à la contribution de chaque résonance isolée alors que le troisième terme, rend compte du terme d'interférence entre les deux états résonnants. En effet on notera que la section efficace totale entre les résonances E_1 et E_2 décroît si $g_{1c}g_{1c'}$ et $g_{2c}g_{2c'}$ sont de même signe. Dans ce cas le terme d'interférence correspond à un cas destructif. Si les deux termes précédents sont de signes opposés, alors la section efficace totale est plus grande que la somme des contributions de chaque résonance prise séparément. Il s'agit alors d'interférences constructives. Une des difficultés de la théorie de la matrice R est de prendre en compte rigoureusement le terme de déplacement Δ .

La Figure 5.4 représente le calcul des interférences entre la résonance $E_r = 665$ keV et respectivement celles à $E_r = 8$ ou 38 keV. Nous avons pris les facteurs spectroscopiques obtenus précédemment, c'est-à-dire $S_1 = 0.17$ ou $S_2 = 0.17$. Dans chaque cas, le facteur astrophysique est représenté pour des interférences constructives et destructives. Il est important de noter que dans le cas des interférences destructives, le facteur astrophysique s'annule entre 100 et 300 keV, énergies correspondant au pic de Gamow pour des températures $50 < T_6 < 350$.

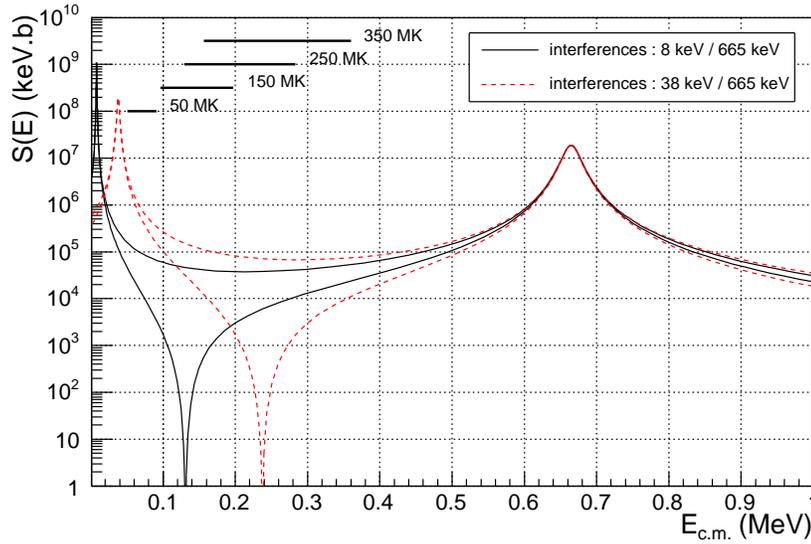


Fig. 5.4: Effet des interférences entre les résonances $E_r = 8, 38$ et 665 keV sur le facteur astrophysique. Pour chaque résonance à basse énergie, le cas constructif et destructif est représenté.

L'influence de ces interférences sur le taux de réaction est reporté sur la Figure 5.5. Pour mettre en évidence de manière visible l'effet des interférences, nous avons normalisé le taux de réaction par rapport à un taux ne prenant en compte que les trois résonances $3/2^+$ sommées de manière incohérente avec pour les résonances $E_r = 8$ et 38 keV les facteurs spectroscopiques $S_1 = S_2 = 0.1$. Les courbes en trait plein et pointillé (épais) représentent la contribution de chaque résonance près du seuil avec un facteur spectroscopique de 0.17 ainsi que la contribution de la résonance $E_r = 665$ keV. En trait plein, il s'agit de la résonance $E_r = 38$ keV et on observe que sa contribution est légèrement supérieure au taux de référence, alors qu'en trait pointillé épais, il s'agit de la résonance $E_r = 8$ keV. C'est de loin cette résonance qui contribue le moins au taux de réaction car étant la plus proche du seuil.

En pointillé et pour chaque résonance sont reportés les cas des interférences constructives et destructives. Dans les deux cas, l'effet des interférences destructives est de loin plus important que dans le cas des interférences constructives, et cela particulièrement dans le cas de la résonance $E_r = 8$ keV. Ce cas là est particulièrement intéressant puisque pour $T_6 \approx 100-200$, l'effet des interférences destructives est environ d'un ordre de grandeur par rapport au cas sans interférence.

Déduire une incertitude sur le taux de réaction n'est pas chose aisée. En effet, la grande dispersion observée sur le taux de réaction (Figure 5.5) est difficilement transposable en erreur « à un sigma » puisque physiquement une seule de ces quatre

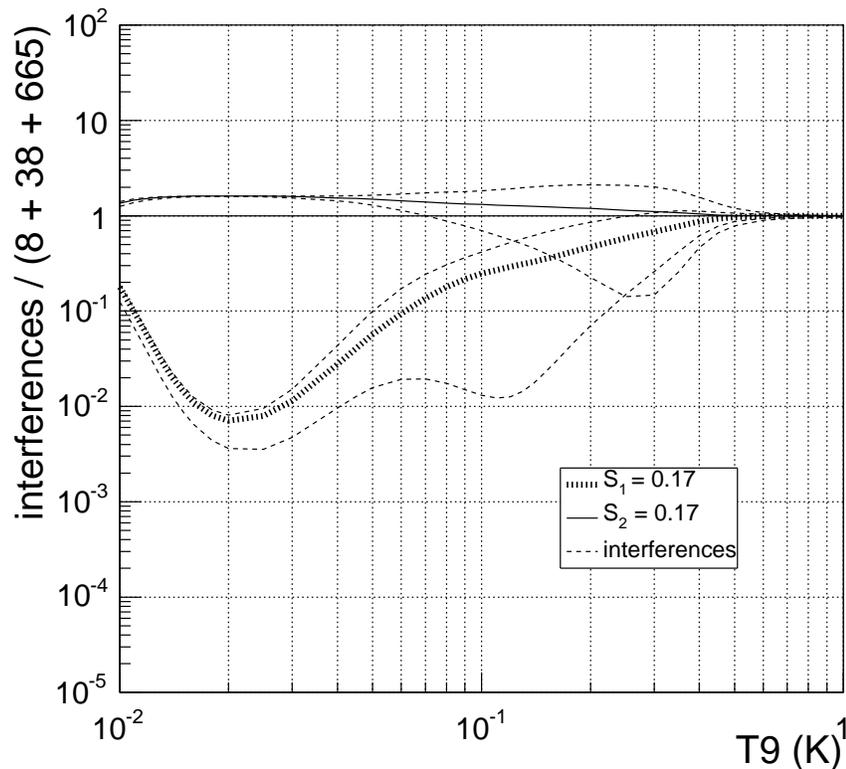


Fig. 5.5: Effet des interférences entre les résonances $E_r = 8, 38$ et 665 keV sur le taux de réaction, normalisé par rapport à la somme incohérente de ces trois résonances. Pour chaque résonance à basse énergie, le cas constructif et destructif est représenté (trait pointillé), ainsi que la somme incohérente des deux résonances interférant (trait plein et pointillé large).

possibilités d'interférences est la bonne. Ceci n'est vrai que si l'on néglige un éventuel mélange entre les deux états $3/2^+$, c'est-à-dire si l'on fait l'hypothèse $S_1 = 0.17$ ou $S_2 = 0.17$. On peut d'ores et déjà dire qu'une limite inférieure au taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ pourra être donné par le cas $S_1 = 0.17$ et $S_2 = 0$. et une interférence destructive entre les états $E_r = 8$ et 665 keV.

Pour savoir quel est le type d'interférences, une mesure directe pourrait être envisagée. L'énergie où les différents cas d'interférences sont les mieux séparés est vers $E_{c.m.} = 150\text{--}250$ keV (Figure 5.4). À ces énergies là cependant, une mesure directe de la section efficace semble rédhitoire à cause de sa très faible valeur (σ de l'ordre du nano-barn) et de part l'utilisation nécessaire d'un faisceau radioactif de ^{18}F (faible intensité). Il semble donc que la méthode la plus prometteuse soit une mesure directe à plus haute énergie, vers $E_{c.m.} = 300\text{--}500$ keV, où au moins

deux points de mesure pourraient donner une indication sur la pente du facteur astrophysique et donc le signe des interférences. Cela semble de plus réaliste puisque des points expérimentaux ont été obtenus avec un faisceau de ^{18}F en mesure directe à l'énergie $E_{c.m.} = 330$ keV[Bar02].

5.3.2 Largeurs alpha dans le ^{19}Ne

Aucune valeur de largeur alpha n'est disponible dans le ^{19}Ne pour les niveaux près du seuil proton $E_r = 8$ et 38 keV. La contribution au taux de réaction de ces résonances étroites est proportionnelle (Equation A.26) à leur force de résonance $\omega\gamma = \omega\Gamma_p\Gamma_\alpha/\Gamma_{tot}$. Or pour ces résonances proches du seuil proton, on a $\Gamma_{tot} = \Gamma_p + \Gamma_\alpha \approx \Gamma_\alpha$, ce qui se traduit par $\omega\gamma \approx \omega\Gamma_p$. Cette force de résonance étant indépendante de la largeur alpha, les efforts expérimentaux ont dans un premier temps été axés sur la détermination des largeurs protons de ces états permettant de savoir si ces résonances contribuaient sensiblement au taux de réaction. Toutefois, le pic de Gamow se trouvant en dehors des résonances ce sont leurs queues qui contribuent. La contribution de ces résonances dépend ainsi crucialement de $\Gamma_{tot} \approx \Gamma_\alpha$ et il devient donc maintenant important de prendre en compte explicitement la largeur α dans le calcul du taux de réaction.

Comme il n'existe pas de mesure de ces largeurs dans le ^{19}Ne , on utilise les largeurs alpha des niveaux analogues dans le ^{19}F comme expliqué paragraphe 5.2.1. Contrairement au cas à un nucléon (neutron ou proton), où l'on a vu que cette pratique s'utilisait couramment avec une faible incertitude (facteur 2), il est beaucoup plus hasardeux de supposer que des niveaux analogues possèdent la même structure en cluster alpha mettant en jeu quatre nucléons. Il a été estimé dans ce cas et pour le couple de noyaux miroirs ($^{19}\text{F}/^{19}\text{Ne}$) à partir de la comparaison des largeurs réduites alpha sans dimension de cinq groupes de niveaux analogues que l'erreur commise sur la largeur alpha était au moins d'un facteur 10[de 97].

Pour estimer l'influence de cette incertitude, nous avons donc fait varier les largeurs alpha des deux résonances $E_r = 8$ et 38 keV. Dans le cas de la résonance $E_r = 8$ keV où une limite supérieure pour la largeur alpha existe : $\Gamma_\alpha < 1$ keV, nous avons envisagé deux cas correspondant à $\Gamma_\alpha = 0.5$ et 0.1 keV. Pour chaque valeur de la largeur, nous avons calculé deux cas correspondant à des interférences constructives ou destructives (voir Figure 5.6 en haut). Dans le cas de la résonance $E_r = 38$ keV, la valeur nominale de la largeur alpha calculée à partir de celle de son état analogue est $\Gamma_\alpha = 4.3$ keV. Nous avons donc fait plusieurs calculs en multipliant et divisant cette largeur par 2 et par 5. C'est ce qui est illustré sur la Figure 5.6 (en bas), où est reporté le facteur astrophysique.

La variation de la position du minimum correspondant aux interférences destructrices s'échelonne sur plusieurs centaines de keV dans le cas de la résonance $E_r = 38$ keV et légèrement moins dans le cas de la résonance $E_r = 8$ keV. Cette grande

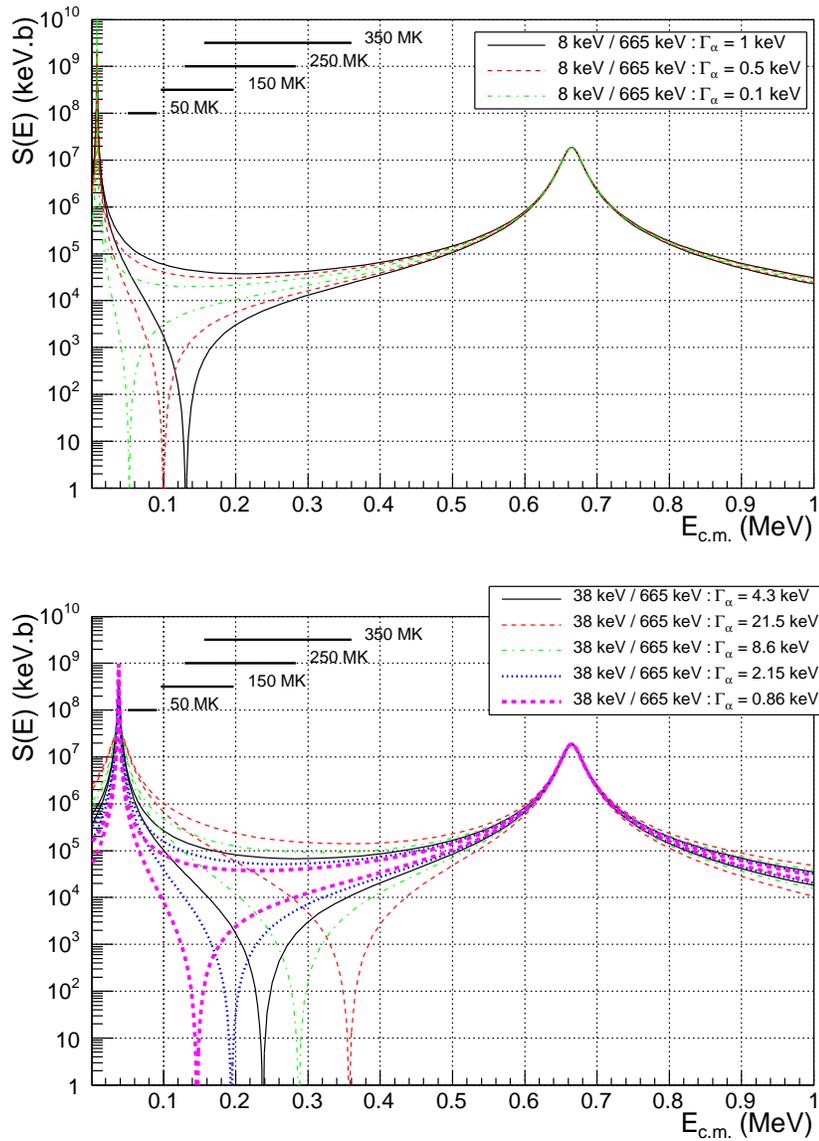


Fig. 5.6: Haut : Effet de la largeur α de la résonance $E_r = 8 \text{ keV}$ sur le facteur astrophysique. Bas : Même chose pour la résonance $E_r = 38 \text{ keV}$. Pour chaque valeur de largeur α , le cas d'interférence constructif et destructif est reporté.

plage de variation n'est pas contrainte expérimentalement à part un point mesuré à l'énergie $E_{c.m.} = 375 \text{ keV}$ [Bar02], que nous essaierons d'exploiter (paragraphe 5.4) pour mettre une contrainte sur le type d'interférence et la largeur alpha de l'état $3/2^+$ interférant.

L'influence sur le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ de cette incertitude due à la

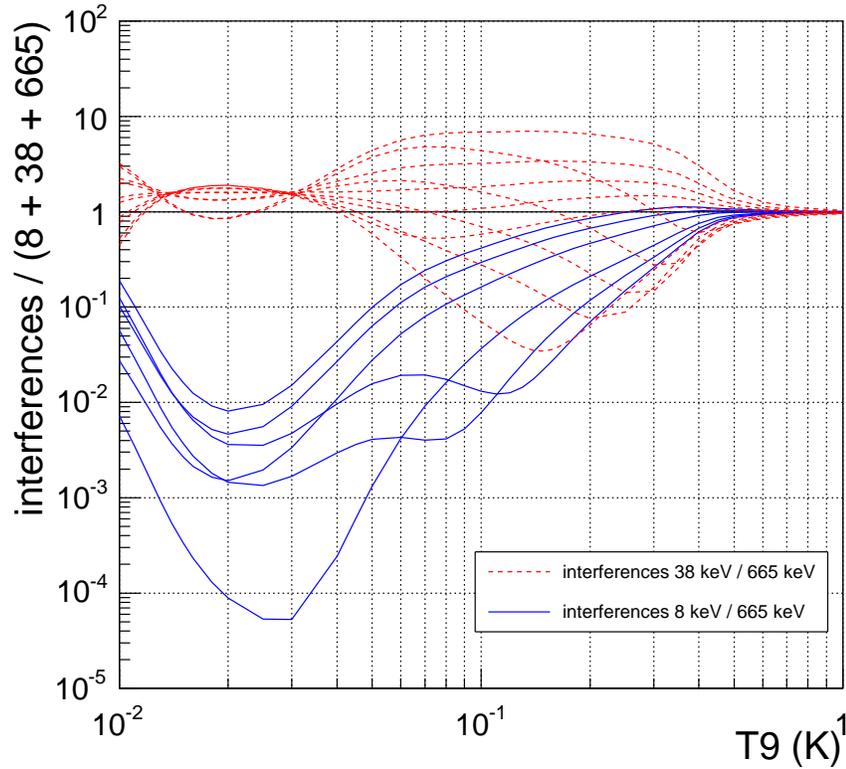


Fig. 5.7: Effet de la largeur α des résonances $E_r = 8$ (trait plein) et 38 keV (trait pointillé) sur le taux de réaction.

largeur α est reporté sur la Figure 5.7, toujours normalisé à un taux correspondant à une sommation incohérente des résonances $E_r = 8, 38$ et 665 keV. Que ce soit dans le cas de la résonance $E_r = 8$ keV ou 38 keV, la dispersion entre les différents cas d'interférences peut atteindre 2 ordres de grandeur ! On remarquera que plus la largeur α est grande, plus l'effet maximum des interférences se trouve à haute température. Cela se comprend aisément puisque plus la largeur α est grande, plus le minimum des interférences destructives est à haute énergie et donc à des températures de pic de Gamow élevées. Il est intéressant de noter que pour des températures $T_6 = 100-200$, typiques des novæ, l'incertitude sur le taux de réaction peut atteindre plus de deux ordres de grandeur, compte tenu du fait qu'il n'est pas encore clairement établi lequel des deux états $E_r = 8$ ou 38 keV emporte tout le facteur spectroscopique.

5.3.3 Énergie des résonances dans le ^{19}Ne

La position des deux résonances $3/2^+$ $E_r = 8$ et 38 keV ainsi que des résonances à plus hautes énergies du ^{19}Ne n'est pas très connue. En effet ces états ont été observés par réaction de transfert[Utk98] ce qui ne permet pas de déterminer précisément leur position. L'incertitude obtenue sur la position de ces résonances est typiquement de 6 keV. Nous avons donc fait un calcul d'interférences pour les trois énergies $E_r \pm 6$ keV avec E_r l'énergie des deux résonances $3/2^+$. Intuitivement on pourrait penser que pour des résonances très proches du seuil proton, changer de quelques keV leur position affecte beaucoup les interférences puisque la section efficace varie rapidement avec l'énergie. À titre d'exemple, pour $E_1 = 8$ keV et $E_2 = 14$ keV, on obtient en utilisant l'équation (A.11) $\sigma_1/\sigma_2 \approx 2 \times 10^{-3}$. Cependant cet effet est compensé par le fait que la largeur proton de ces états dépend aussi de l'énergie :

$$\Gamma_p = 2 P_l(E) C^2 S \gamma_{s,p}^2, \quad (5.2)$$

où $P_l(E)$ est la pénétrabilité coulombienne, S le facteur spectroscopique et $\gamma_{s,p}^2$ la largeur réduite à une particule. Les valeurs des largeurs protons utilisées pour le calcul d'interférences en fonction de l'énergie sont reportés dans le Tableau 5.3. Ces largeurs ont été calculées avec un rayon d'interaction $s = 4.6$ fm.

Tab. 5.3: Largeurs protons associées à un facteur spectroscopique $S = 0.17$ pour différentes énergies des résonances $3/2^+$. $\Gamma_p = C^2 S \Gamma_{s,p}$, avec $s = 4.6$ fm.

$E_r(^{19}\text{Ne})$ (keV)	Γ_p (keV)
2	4.0×10^{-79}
8	3.4×10^{-37}
14	6.2×10^{-27}
32	3.6×10^{-16}
38	1.9×10^{-14}
44	4.5×10^{-13}

L'effet de la position des résonances $E_r = 8$ et 38 keV sur le facteur astrophysique est montré sur la Figure 5.8. Pour chaque résonance et type d'interférences, il est difficile de séparer les cas correspondant à différentes positions en énergie. Cela vient du fait que l'effet de la barrière coulombienne se compense entre la position du niveau et sa largeur proton.

L'influence de cette incertitude sur le taux de réaction peut être observée sur la Figure 5.9. Il s'agit de loin de l'effet le moins important puisque pour chaque type d'interférences, quelle soit constructive ou destructive, le taux de réaction ne varie pas plus d'un facteur 2 dans toute la gamme de température.

Un effet similaire à l'incertitude sur la position des niveaux est celui de la position exacte du seuil proton $S_p(^{19}\text{Ne})$. Celui-ci est défini de la manière suivante :

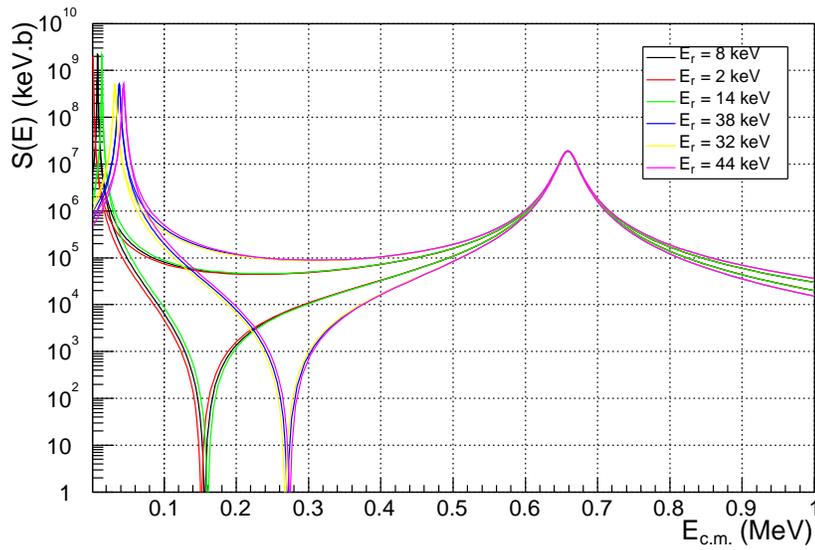


Fig. 5.8: Influence de la position des résonances $E_r = 8$ et 38 keV sur le facteur astrophysique. Pour chaque résonance à basse énergie, le cas constructif et destructif est calculé pour $E_r \pm 6$ keV (voir texte).

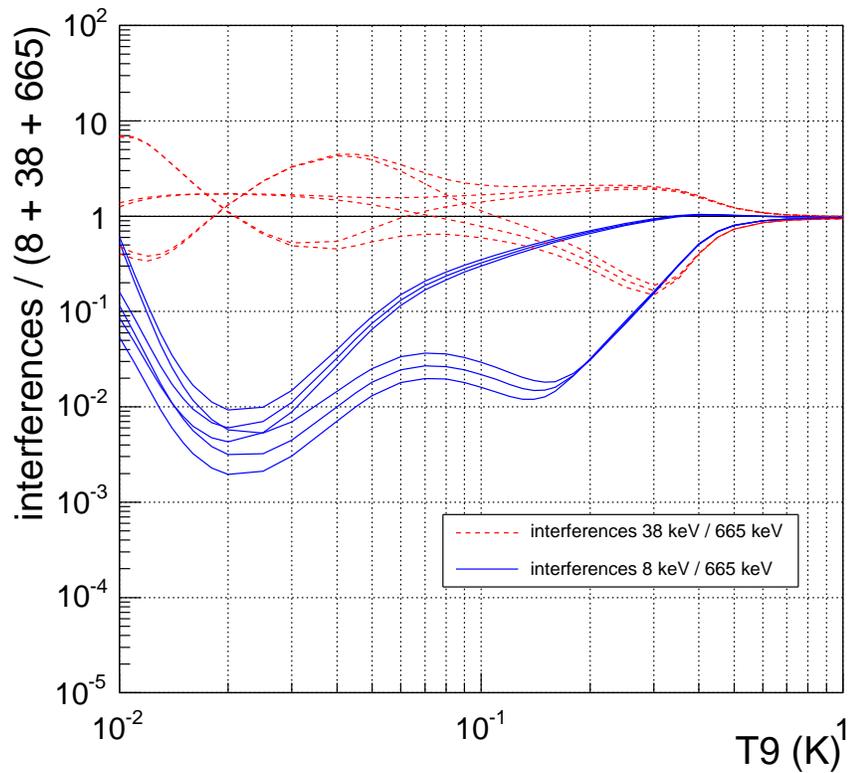


Fig. 5.9: Influence de la position des résonances $E_r = 8$ (trait plein) et 38 keV (trait pointillé) sur le taux de réaction.

$S_p(^{19}\text{Ne}) = \Delta(p) + \Delta(^{18}\text{F}) - \Delta(^{19}\text{Ne})$, où Δ représente le défaut de masse de chaque noyau. Alors que le défaut de masse du proton est connu très précisément [$\Delta(p) = 7288.969 \pm 0.001$ keV], ce n'est pas le cas des noyaux instables de ^{18}F et de ^{19}Ne dont l'erreur est de 0.6 keV. En additionnant quadratiquement ces erreurs, on obtient $S_p(^{19}\text{Ne}) = 6411.3 \pm 0.8$ keV[Aud97]. Cependant comme nous l'avons vu précédemment, cette incertitude même pour des résonances près du seuil n'a que peu d'importance puisque la dépendance en énergie de la section efficace et des largeurs protons due à la barrière coulombienne se compense.

5.4 Contraintes des mesures directes

5.4.1 Présentation des mesures directes

Plusieurs mesures directes des résonances $E_r = 330$ keV et $E_r = 665$ keV ont été effectuées[Gra01, Bar01b, Bar02] en utilisant un faisceau radioactif de ^{18}F [$^1\text{H}(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$]. Nous présentons ici les résultats obtenus par [Bar02] ($E_r = 330$ keV) et [Bar01b] ($E_r = 665$ keV). Alors que la résonance à haute énergie ($E_r = 665$ keV) a pu être explorée en détail grâce à une grande section efficace ($\sigma > 10$ mb), la résonance à basse énergie ($E_r = 330$ keV) n'a fait l'objet que d'un point de mesure. Ces données expérimentales sont représentées sur la Figure 5.10 ainsi que le résultat d'un ajustement théorique à l'aide de la matrice R que nous détaillerons dans la suite.

Pour la résonance $E_r = 330$ keV, on notera un point expérimental à la position même de la résonance [$E_{c.m.} = 325$ keV et $E(^{18}\text{F}) = 6.6$ MeV] ainsi qu'un point à une énergie légèrement supérieure [$E_{c.m.} = 375$ keV et $E(^{18}\text{F}) = 7.5$ MeV] dont la contribution vient de la queue de la résonance $E_r = 665$ keV. Bien que la section efficace à ces deux énergies soit relativement grande par rapport à des sections efficaces « astrophysiques » (de l'ordre du nb au μb), les barres d'erreurs sont grandes à cause de l'utilisation d'un faisceau radioactif de faible intensité : $I = 2 \times 10^5$ $^{18}\text{F}/\text{s}$ [Bar02]. Les données originales sont exprimées avec des énergies dans le référentiel du centre de masse. Nous les avons ici transformées dans le référentiel du laboratoire en supposant l'énergie prise au centre de la cible, ce que nous avons pu vérifier en comparant la valeur des énergies du faisceau et l'énergie dans le centre de masse corrigée des pertes d'énergies dans la cible.

Nous avons utilisé ces données expérimentales pour essayer de contraindre le signe des interférences entre les résonances $E_r = 665$ keV et $E_r = 8$ ou 38 keV, ainsi que la largeur alpha des deux dernières résonances. Dans un premier temps, nous avons essayé de déterminer la largeur proton de la résonance $E_r = 330$ keV pour reproduire les résultats de Bardayan et al.[Bar02] et ainsi se mettre dans les mêmes conditions de calculs. Pour cela nous avons fixé tous les paramètres de la résonance $E_r = 665$ keV[Bar01b] ($E_r = 664.7$ keV, $\Gamma_p = 15.2$ keV et $\Gamma_\alpha = 23.8$ keV), ainsi

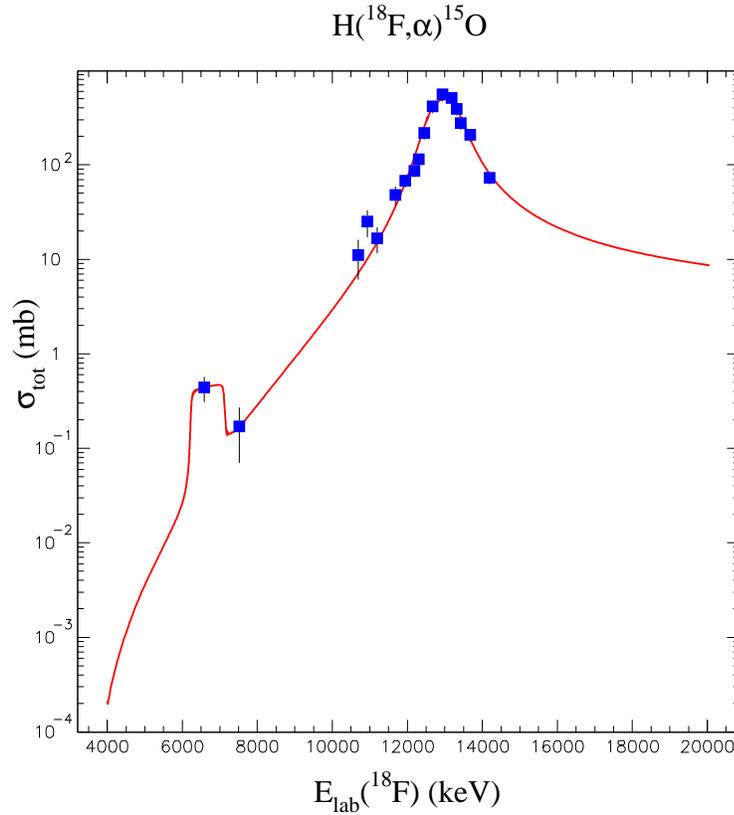


Fig. 5.10: Données expérimentales des deux résonances $E_r = 330$ et 665 keV [Bar01a, Bar02]. La courbe en trait plein est le meilleur ajustement ayant comme seul paramètre libre la largeur proton de la résonance $E_r = 330$ keV.

que l'énergie de la résonance $E_r = 330$ keV et sa largeur alpha $\Gamma_\alpha = 2.7$ keV, le seul paramètre libre étant la largeur proton Γ_p de la résonance $E_r = 330$ keV. Le résultat du meilleur ajustement prenant en compte les pertes d'énergie du faisceau de ^{18}F dans la cible de CH_2 d'épaisseur $57 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ est représenté sur la Figure 5.10 et correspond à $\Gamma_p = 2.25 \pm 0.74$ eV, nous retrouvons ainsi la valeur de Bardayan et al. $\Gamma_p = 2.22 \pm 0.69$ eV. La largeur totale de la résonance ($\Gamma_{tot} \approx \Gamma_\alpha = 2.7$ keV) n'est pas bien connue puisqu'elle est déterminée à l'aide du noyau miroir ^{19}F [de 97]. Cependant l'influence de cette largeur n'a aucun effet sur la largeur proton puisque Γ_α est bien plus faible que la perte d'énergie du faisceau dans la cible ($\Delta E_{c.m.} \approx 45$ keV pour $E(^{18}\text{F}) = 6.6$ MeV), ce qui se traduit par la forme en plateau observée à ces énergies là. En variant Γ_α d'un facteur cinq, nous avons observé un effet de l'ordre de 5% sur Γ_p .

Ces résultats nous ont permis de valider la méthode d'ajustement utilisée par le programme de matrice R ANARKI [Ber98] et de nous placer dans les mêmes

conditions que Bardayan et al.. À ce sujet, il est important de noter que les données de Bardayan et al. sont bien reproduites avec ses paramètres de résonances dans le cas où est négligé le terme de déplacement Δ intervenant dans l'équation 5.1. Nous l'avons donc aussi négligé dans la suite.

5.4.2 Résultats

Nous allons maintenant utiliser ces données pour essayer de contraindre la largeur alpha des deux résonances $E_r = 8$ et 38 keV ainsi que le signe des interférences avec la résonance à plus haute énergie $E_r = 665$ keV. Pour cela nous avons réalisé un ajustement en laissant libre la largeur alpha des résonances proches du seuil proton, le signe des interférences, ainsi que la largeur proton de la résonance $E_r = 330$ keV et tous les paramètres de la résonance $E_r = 665$ keV ($E_r, \Gamma_p, \Gamma_\alpha$). Dans tous les cas et indépendamment de la résonance à basse énergie, le cas d'interférences constructives est favorisé. Les deux meilleurs ajustements sont représentés sur la Figure 5.11 et les valeurs des largeurs alpha obtenues sont $\Gamma_\alpha(8 \text{ keV}) = 1.59 \pm 2.25$ keV et $\Gamma_\alpha(38 \text{ keV}) = 1.4 \pm 2.4$ keV.

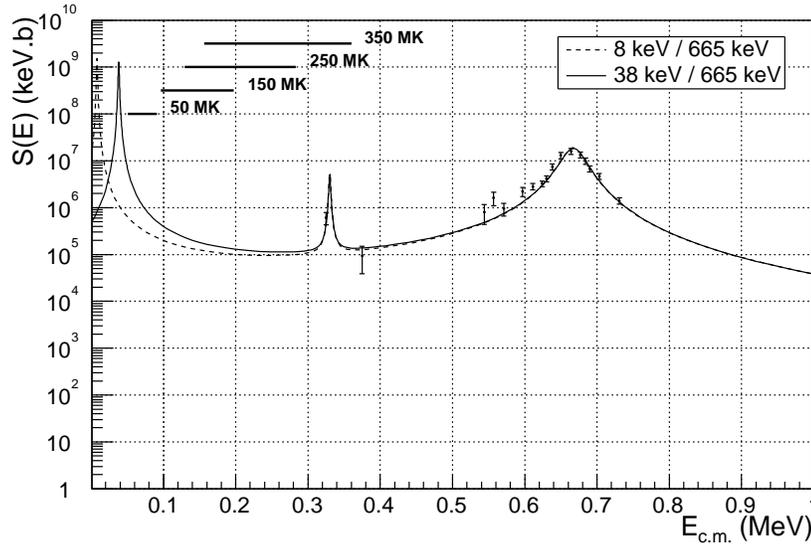


Fig. 5.11: Meilleurs ajustements pour les résonances $E_r = 8, 330$ et 665 keV (trait pointillé) d'une part et les résonances $E_r = 38, 330$ et 665 keV (trait plein) d'autre part.

Les barres d'erreurs sur les largeurs alpha obtenues sont grandes et comparables à la valeur de Γ_α , ce qui est compréhensible puisque les ajustements ne sont que très faiblement contraints pour $E_{c.m.} < 300$ keV. En effet la contrainte principale vient du point expérimental à $E_{c.m.} = 375$ keV qui permet toutefois d'apporter des

informations sur le signe des interférences. Dans le cas de la résonance $E_r = 38$ keV, il semble raisonnable de penser que les interférences soient constructives avec la résonance $E_r = 665$ keV comme on peut le voir sur la Figure 5.12 (en bas). En

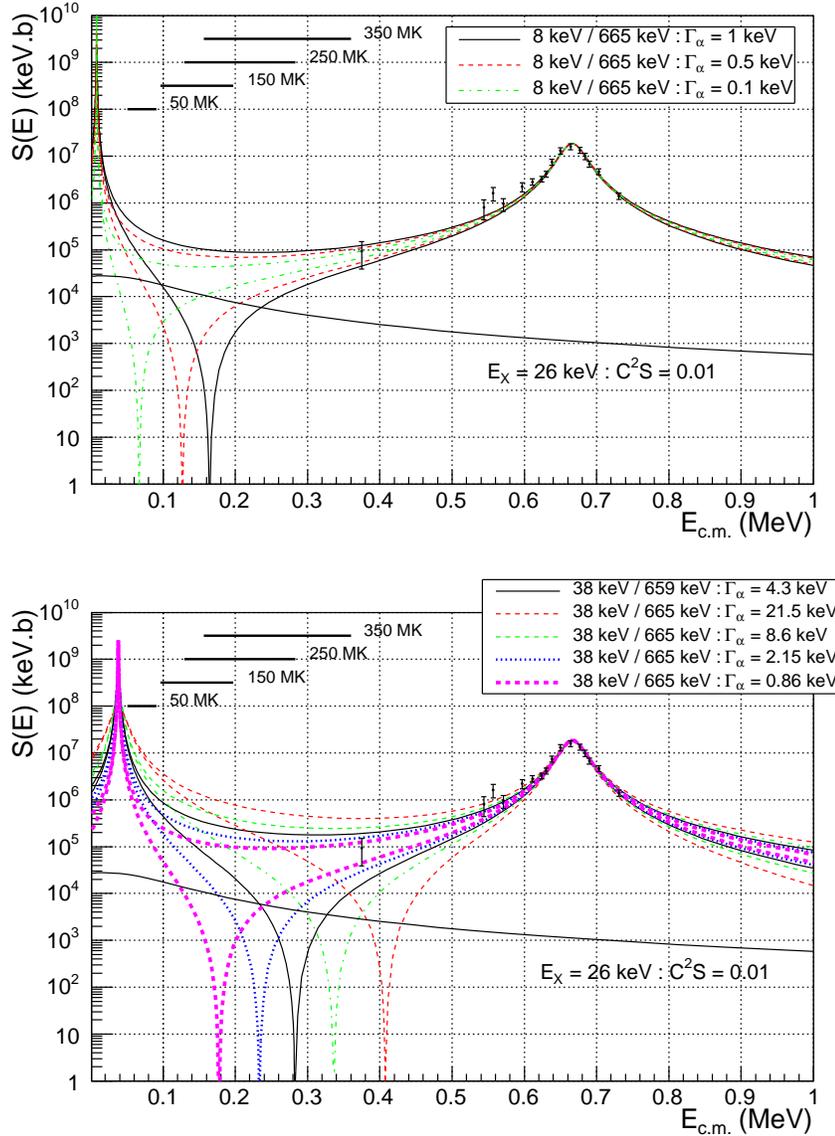


Fig. 5.12: Haut : Interférences constructives et destructives pour la résonance $E_r = 8$ keV. Bas : Même chose pour la résonance $E_r = 38$ keV. Le point expérimental correspondant à la résonance $E_r = 330$ keV [Bar02] n'a pas été reporté. Est aussi représentée la contribution de la résonance $E_r = 26$ keV avec un facteur spectroscopique $C^2S = 0.01$.

effet le χ^2 des ajustements est minimum lorsque les courbes passent dans la partie

haute de la barre d'erreur du point $E_{c.m.} = 375$ keV. Cela favorise donc des interférences constructives avec une faible largeur α pour la résonance $E_r = 38$ keV, ce que l'on peut observer pour les deux cas $\Gamma_\alpha = 0.86$ et 2.15 keV. Dans le cas de la résonance $E_r = 8$ keV, la situation n'est pas aussi claire puisque, même si le meilleur ajustement indique des interférences constructives, le point $E_{c.m.} = 375$ keV est totalement compatible avec des interférences constructives ou destructives (voir Figure 5.12 en haut). Si l'on fixe le signe des interférences pour quelles soient destructives, l'ajustement converge mais avec des valeurs de largeur α irréalistes de l'ordre de 10^{-5} keV. En effet dans ces conditions les ajustements passent alors dans la partie haute de la barre d'erreur et minimisent ainsi le χ^2 .

Les ajustements précédents ont supposé que l'origine du point $E_{c.m.} = 375$ keV était la queue de la résonance $E_r = 665$ keV, en négligeant toute contribution éventuelle de la résonance $E_r = 26$ keV, représentée sur la Figure 5.12 avec un facteur spectroscopique $C^2S = 0.01$. Dans le cas de la résonance $E_r = 38$ keV, le point $E_{c.m.} = 375$ keV pourrait aussi bien être décrit par une interférence destructive avec la résonance $E_r = 665$ keV ainsi qu'une large contribution de la résonance $E_r = 26$ keV. Un unique point n'est malheureusement pas suffisant pour choisir entre ces deux possibilités, ce qui souligne une fois de plus la nécessité d'avoir plus de données expérimentales dans la région en énergie $E_{c.m.} = 400\text{--}600$ keV. Il est cependant possible de déduire une limite supérieure de la contribution de cette résonance en imposant que sa contribution n'excède pas le haut de la barre d'erreur du point $E_{c.m.} = 375$ keV. La limite supérieure obtenue ainsi est $C^2S(E_r = 26 \text{ keV}) < 0.5$. Cette limite est moins contraignante que la limite obtenue à l'aide de l'analyse du fond sous le pic des états $3/2^+$ soit $C^2S(E_r = 26 \text{ keV}) < 0.23^2$. Nous retiendrons donc cette dernière valeur pour la limite supérieure de la contribution de la résonance $1/2^-$ $E_r = 26$ keV.

5.5 Nouveaux taux de réaction

5.5.1 Réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

La Figure 5.13 (à gauche) représente le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ pour les deux ajustements décrits précédemment correspondant à des cas d'interférences constructives entre les résonances $E_r = 8$ ou 38 keV et 665 keV. Les paramètres des autres résonances utilisées sont résumés dans le Tableau 5.2. En particulier, $C^2S = 0.01$ pour la résonance large $1/2^-$ ($E_r = 26$ keV). Les taux de réaction présentés sur la Figure 5.13 sont normalisés par rapport à l'ancien taux nominal[Coc00]. Pour des températures inférieures à $T_6 < 100$, l'écart entre les deux taux de réaction peut atteindre deux ordres de grandeur, cependant le domaine en température important

²Voir paragraphe 4.6.1.

pour la nucléosynthèse dans les novæ est $T_6 \geq 100$. Dans cette gamme de température, l'écart entre les deux taux de réaction n'excède pas un facteur deux et ceux-ci ne s'écartent pas plus d'un facteur deux non plus de l'ancien taux nominal[Coc00]. Cette faible différence entre les deux taux de réaction pour $T_6 \geq 100$ vient encore une fois du fait que le comportement du facteur astrophysique ne dépend que très peu finalement de la résonance à basse énergie qui interfère avec celle à $E_r = 665$ keV pour $E_{c.m.} \geq 100$ keV. Même si les paramètres ajustés sont associés à de larges erreurs (Γ_α pour $E_r = 8$ ou 38 keV par exemple), les taux de réaction présentés Figure 5.13 pour $T_6 \geq 100$ y sont relativement insensibles. Parmi ces deux taux de réaction, nous avons choisi comme nouveau taux de référence le cas d'interférences avec la résonance $E_r = 38$ keV. Cela correspond à la situation la plus simple où il n'y a pas d'inversion des deux niveaux $3/2^+$ entre les noyaux miroirs ^{19}F et ^{19}Ne . De plus c'est pour ce niveau que le type d'interférences (constructives) est le mieux contraint par le point $E_{c.m.} = 375$ keV de [Bar01b] (voir Figure 5.12 en bas).

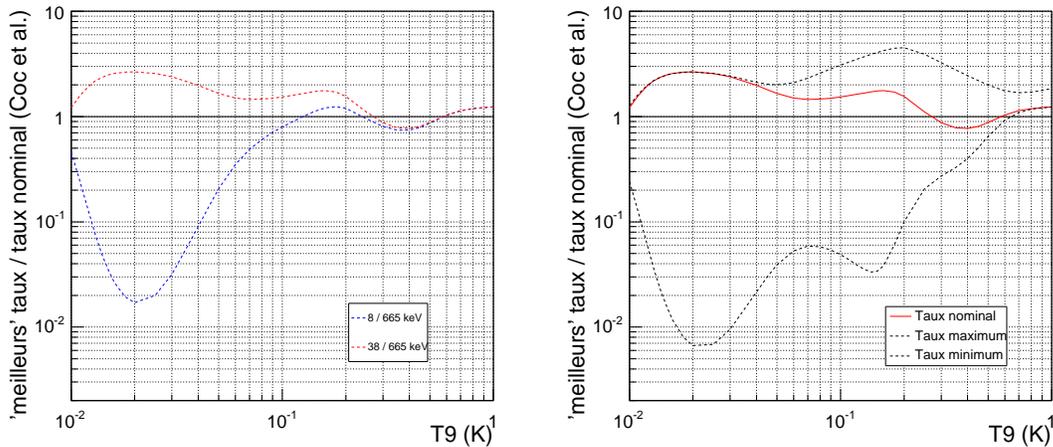


Fig. 5.13: Gauche : Taux de réactions calculés à partir des deux meilleurs ajustements montrés Figure 5.11. Ces taux sont normalisés par rapport à l'ancien taux nominal[Coc00]. Droite : Taux de réaction nominal, minimum et maximum (voir texte pour la définition de ces taux.)

Il est difficile de donner une incertitude à un sigma sur le taux de réaction. En effet, aucune information sur la résonance à basse énergie (8 ou 38 keV) et sa largeur alpha ainsi que la contribution réelle de la résonance $1/2^-$ ($E_r = 26$ keV) n'est disponible. Nous avons cependant déterminé un taux de réaction maximal et minimal en utilisant la barre d'erreur du point $E_{c.m.} = 375$ keV (voir Figure 5.13 à droite). Le taux de réaction maximum est défini pour des interférences constructives entre les résonances $E_r = 8$ et 665 keV et nous avons choisi la valeur de la largeur alpha de la résonance $E_r = 8$ keV de telle sorte que le facteur astrophysique ainsi

calculé coïncide avec le haut de la barre d'erreur du point mesuré à $E_{c.m.} = 375$ keV. On a pris $\Gamma_\alpha = 1.8$ keV, ce qui exclut la plupart des courbes présentées sur la Figure 5.12 (en bas). Pour ce taux de réaction maximum, nous avons utilisé la limite supérieure du facteur spectroscopique de la résonance $E_r = 26$ keV ($C^2S = 0.23$) et nous avons pris tous les facteurs spectroscopiques des résonances non mesurées ($E_r = 287$ et 827 keV) égaux à un.

Nous avons défini un taux de réaction minimum avec des interférences destructives entre les résonances $E_r = 8$ et 665 keV. Il existe une limite supérieure sur la largeur alpha de la résonance $E_r = 8$ keV ($\Gamma_\alpha < 1$ keV). Cette limite supérieure est plus contraignante que la partie basse de la barre d'erreur du point à $E_{c.m.} = 375$ keV, puisque ce cas ($\Gamma_\alpha = 1$ keV) est englobé par la barre d'erreur. Pour ce taux de réaction minimum, nous avons pris des facteurs spectroscopiques nuls pour toutes les résonances non mesurées. En particulier $C^2S(E_r = 26 \text{ keV}) = 0$.

Nous rappelons que les taux de réactions précédents reposent sur l'utilisation d'un unique point expérimental et qu'il reste encore beaucoup d'incertitudes comme la nature du niveau intervenant à basse énergie ($E_r = 8$ ou 38 keV), sa largeur alpha, sa façon d'interférer avec la résonance $E_r = 665$ keV, ou encore la contribution de la résonance $E_r = 26$ keV. Il semble donc nécessaire de réaliser d'autres mesures expérimentales pour mieux contraindre ces taux de réaction. Cependant, avec les données expérimentales disponibles actuellement, nous recommandons les taux de réactions précédents. Le taux nominal ainsi que le taux maximum et minimum sont donnés numériquement dans le Tableau 5.4 pour une grille en température.

5.5.2 Réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$

L'étude précédente des interférences entre les résonances à basse énergie ($E_r = 8$ ou 38 keV) et celle à haute énergie ($E_r = 665$ keV) est aussi valable pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$. La Figure 5.14 (à gauche) représente la contribution des diverses résonances du ^{19}Ne dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ ainsi que la contribution de la capture directe. Les résonances $E_r = 8$ et 38 keV sont représentées avec un facteur spectroscopique $C^2S = 0.1$. Plusieurs remarques peuvent être faites. Cette voie de destruction du ^{18}F est bien moins rapide que la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. En effet on observe systématiquement que le facteur astrophysique est environ trois ordres de grandeur plus grand dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ (voir Figure 1.5) puisque $\Gamma_\gamma (\sim \text{eV}) \ll \Gamma_\alpha (\sim \text{keV})$. La réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ joue donc un rôle négligeable dans la destruction du ^{18}F . Par rapport au cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, l'effet des interférences est moins critique. En effet, le minimum du facteur astrophysique correspond à des interférences destructives entre les résonances $E_r = 8$ ou 38 keV et $E_r = 665$ keV et intervient relativement à plus haute énergie ($E_{c.m.} \approx 300 - 400$ keV) que dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Cela correspond à des températures $T_6 \gtrsim 300$ K qui ne sont atteintes que pour les novæ les plus massives.

Tab. 5.4: Taux de réaction nominal, minimum et maximum (en $\text{cm}^3/\text{mole}/\text{s}$) pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, pour une grille de température. La notation “ $x (y)$ ” se lit “ $x \times 10^y$ ”.

Température T9 (K)	Taux de réaction de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$		
	Nominal $E_r = 38 + 665 \text{ keV}$ $\Gamma_\alpha(38) = 1.24 \text{ keV}$	Minimum $E_r = 8 - 665 \text{ keV}$ $\Gamma_\alpha(8) = 1 \text{ keV}$	Maximum $E_r = 38 + 665 \text{ keV}$ $\Gamma_\alpha(38) = 1.8 \text{ keV}$
0.01	1.17 (-21)	2.32 (-22)	1.23 (-21)
0.02	4.66 (-13)	1.17 (-15)	4.65 (-13)
0.03	4.53 (-10)	1.81 (-12)	4.60 (-10)
0.04	1.56 (-08)	1.70 (-10)	1.67 (-08)
0.05	1.70 (-07)	4.00 (-09)	2.04 (-07)
0.06	1.19 (-06)	4.21 (-08)	1.67 (-06)
0.07	6.53 (-06)	2.63 (-07)	1.04 (-05)
0.08	2.89 (-05)	1.14 (-06)	5.09 (-05)
0.09	1.06 (-04)	3.83 (-06)	2.01 (-04)
0.10	3.32 (-04)	1.05 (-05)	6.65 (-04)
0.11	9.11 (-04)	2.49 (-05)	1.90 (-03)
0.12	2.24 (-03)	5.30 (-05)	4.83 (-03)
0.13	5.04 (-03)	1.05 (-04)	1.12 (-02)
0.14	1.05 (-02)	2.04 (-04)	2.39 (-02)
0.15	2.07 (-02)	4.02 (-04)	4.81 (-02)
0.16	3.86 (-02)	8.39 (-04)	9.26 (-02)
0.18	1.20 (-01)	4.25 (-03)	3.12 (-01)
0.20	3.31 (-01)	2.13 (-02)	9.59 (-01)
0.25	2.94 (00)	5.48 (-01)	1.04 (01)
0.30	1.67 (01)	5.23 (00)	6.23 (01)
0.35	6.63 (01)	2.77 (01)	2.36 (02)
0.40	2.08 (02)	1.08 (02)	6.62 (02)
0.45	5.72 (02)	3.60 (02)	1.56 (03)
0.50	1.47 (03)	1.08 (03)	3.34 (03)
0.60	7.99 (03)	7.12 (03)	1.35 (04)
0.70	3.16 (04)	3.04 (04)	4.69 (04)
0.80	9.33 (04)	9.20 (04)	1.34 (05)
0.90	2.19 (05)	2.18 (05)	3.18 (05)
1.00	4.31 (05)	4.29 (05)	6.43 (05)
1.25	1.43 (06)	1.41 (06)	2.31 (06)
1.50	3.06 (06)	2.98 (06)	5.33 (06)
1.75	5.12 (06)	4.93 (06)	9.47 (06)
2.00	7.35 (06)	7.00 (06)	1.43 (07)
3.00	1.50 (07)	1.38 (07)	3.30 (07)

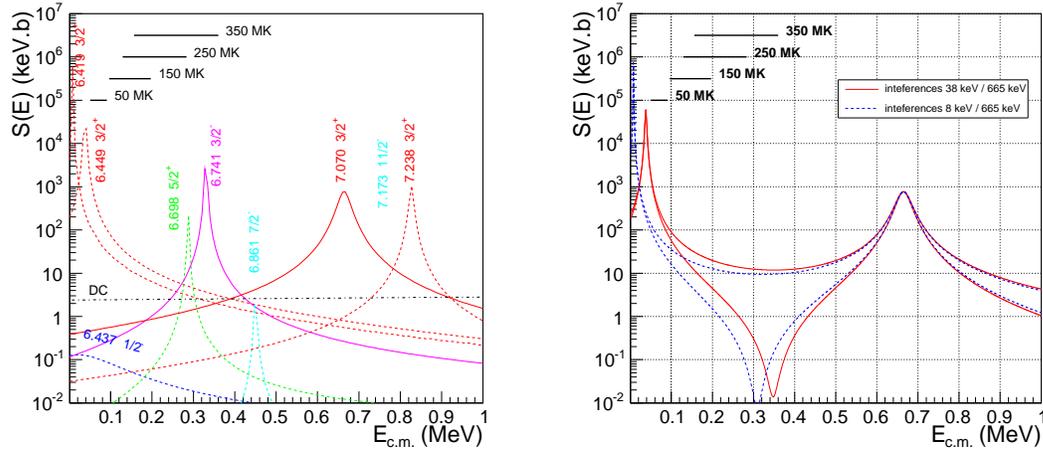


Fig. 5.14: Gauche : Résonances du ^{19}Ne contribuant au taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$. Droite : Interférences constructives et destructives entre les résonances $E_r = 8$ ou 38 keV et $E_r = 665$ keV.

Pour estimer un nouveau taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$, nous avons utilisé les résultats obtenus dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, et en particulier la valeur des largeurs alpha des résonances de basse énergie correspondant à chacun des cas des taux nominaux, minimum et maximum [pour (p, α)]. Pour le taux nominal, nous avons considéré des interférences constructives entre la résonance $E_r = 38$ keV ($\Gamma_\alpha = 1.24$ keV) et la résonance $E_r = 665$ keV. Le facteur spectroscopique proton de ces deux résonances est pris égal à 0.17. Pour le taux de réaction minimum, nous avons considéré des interférences destructives entre $E_r = 8$ keV ($\Gamma_\alpha = 1$ keV) et $E_r = 665$ keV, alors que pour le taux de réaction maximum, nous avons considéré des interférences constructives entre $E_r = 38$ keV ($\Gamma_\alpha = 1.8$ keV) et $E_r = 665$ keV. Ces trois taux de réaction sont présentés sur la Figure 5.15 et sont normalisés par rapport à l'ancien taux nominal[Coc00].

Plusieurs remarques peuvent être faites. Comme pour le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, le nouveau taux nominal ne diffère pas plus d'un facteur deux de l'ancien taux nominal de [Coc00]. Encore une fois, la différence entre le taux minimum et maximum est la plus grande pour de faibles températures de l'ordre de $T_6 \approx 20$ K ayant peu d'impact sur la nucléosynthèse du ^{18}F dans les novæ. Il est intéressant de noter que sur la Figure 5.15, le taux « nominal » est plus important que le taux « maximum » ! Cela s'explique par le fait que la largeur alpha utilisée pour calculer le taux « nominal » ($\Gamma_\alpha = 1.24$ keV) est plus petite que celle utilisée pour le taux « maximum » ($\Gamma_\alpha = 1.8$ keV). La force de résonance dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ ($\omega\gamma = \omega\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma_{tot} \approx \omega\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma_\alpha$) dépend donc explicitement de la largeur alpha et est plus grande dans le cas du taux nominal ($\omega\gamma = 8.7 \times 10^{-15}$ eV)

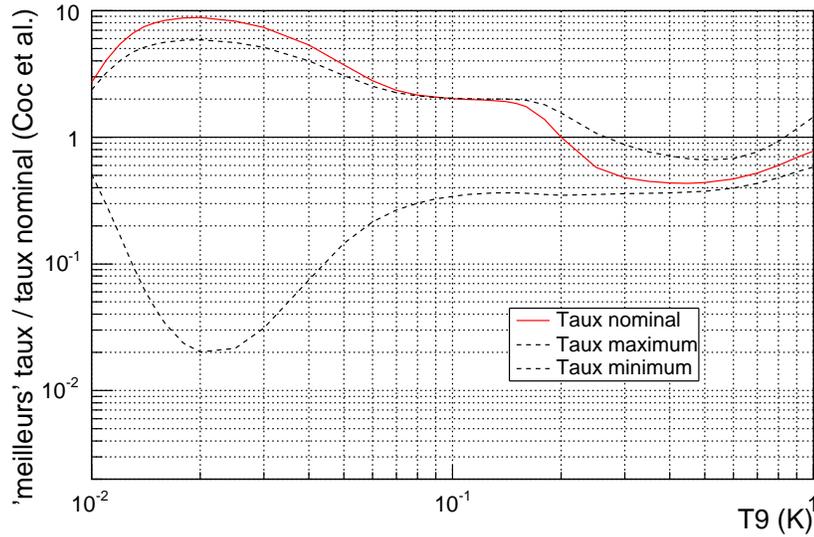


Fig. 5.15: Taux nominal, minimum et maximum pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$. Les paramètres de calculs sont issus des ajustements obtenus avec la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$.

que dans le cas du taux maximum ($\omega\gamma = 6.0 \times 10^{-15}$ eV). Ce phénomène n'est pas observé dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, car la force de résonance est donnée par $\omega\gamma = \omega\Gamma_p\Gamma_\alpha/\Gamma_{tot} \approx \omega\Gamma_p$ qui est indépendante de la largeur alpha. Ainsi les paramètres des résonances utilisés pour calculer le taux maximum de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ ne correspondent pas à un taux maximum pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$. On voit ici une fois de plus la difficulté de donner des taux minimum et maximum. Cependant le taux nominal est plus grand que le maximum seulement pour des températures inférieures à 70 MK ce qui est sans conséquences pour la production du ^{18}F dans les novæ. Les trois taux de réaction précédents sont donnés sous forme numérique pour une grille en température dans le Tableau 5.5.

Il est à noter que les largeurs gamma utilisées pour les calculs précédents sont inconnues dans le ^{19}Ne . Elles sont déduites des largeurs gamma du noyau miroir ^{19}F [Utk98] lorsqu'elles ont été mesurées et prises égales à 1 eV sinon. Aussi, la contribution de la capture directe nécessite les facteurs spectroscopiques du système $^{18}\text{F} \otimes p$ qui ne sont pas connus et qui ont été pris égaux à ceux mesurés dans le système $^{18}\text{O} \otimes p$ pour les états analogues du ^{19}F . Ces études n'ont pas été entreprises car la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ est pratiquement négligeable par rapport à la voie de destruction du ^{18}F dû à $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$.

Tab. 5.5: Taux de réaction nominal, minimum et maximum (en $\text{cm}^3/\text{mole}/\text{s}$) pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$, pour une grille de température. La notation ‘ $x (y)$ ’ se lit ‘ $x \times 10^y$ ’.

Température T9 (K)	Taux de réaction de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$		
	Nominal $E_r = 38 + 665 \text{ keV}$ $\Gamma_\alpha(38) = 1.24 \text{ keV}$	Minimum $E_r = 8 - 665 \text{ keV}$ $\Gamma_\alpha(8) = 1 \text{ keV}$	Maximum $E_r = 38 + 665 \text{ keV}$ $\Gamma_\alpha(38) = 1.8 \text{ keV}$
0.01	1.05 (-24)	1.99 (-25)	9.20 (-25)
0.02	4.71 (-16)	1.08 (-18)	3.14 (-16)
0.03	4.36 (-13)	1.84 (-15)	3.02 (-13)
0.04	1.37 (-11)	1.91 (-13)	1.02 (-11)
0.05	1.30 (-10)	5.06 (-12)	1.07 (-10)
0.06	7.82 (-10)	6.02 (-11)	7.07 (-10)
0.07	3.78 (-09)	4.29 (-10)	3.62 (-09)
0.08	1.53 (-08)	2.14 (-09)	1.51 (-08)
0.09	5.24 (-08)	8.26 (-09)	5.24 (-08)
0.10	1.55 (-07)	2.63 (-08)	1.57 (-07)
0.11	4.07 (-07)	7.19 (-08)	4.12 (-07)
0.12	9.61 (-07)	1.75 (-07)	9.78 (-07)
0.13	2.08 (-06)	3.87 (-07)	2.14 (-06)
0.14	4.20 (-06)	8.00 (-07)	4.39 (-06)
0.15	8.02 (-06)	1.57 (-06)	8.63 (-06)
0.16	1.47 (-05)	3.04 (-06)	1.66 (-05)
0.18	4.52 (-05)	1.15 (-05)	5.92 (-05)
0.20	1.33 (-04)	4.60 (-05)	2.05 (-04)
0.25	1.63 (-03)	9.90 (-04)	3.03 (-03)
0.30	1.20 (-02)	8.94 (-03)	2.17 (-02)
0.35	5.32 (-02)	4.30 (-02)	9.12 (-02)
0.40	1.64 (-01)	1.38 (-01)	2.68 (-01)
0.45	3.96 (-01)	3.36 (-01)	6.19 (-01)
0.50	8.03 (-01)	6.86 (-01)	1.22 (00)
0.60	2.40 (00)	2.03 (00)	3.49 (00)
0.70	5.65 (00)	4.67 (00)	8.25 (00)
0.80	1.16 (01)	9.29 (00)	1.79 (01)
0.90	2.16 (01)	1.67 (01)	3.64 (01)
1.00	3.70 (01)	2.77 (01)	6.87 (01)
1.25	1.05 (02)	7.32 (01)	2.41 (02)
1.50	2.17 (02)	1.42 (02)	5.74 (02)
1.75	3.62 (02)	2.27 (02)	1.06 (03)
2.00	5.27 (02)	3.20 (02)	1.65 (03)
2.50	8.68 (02)	5.03 (02)	2.96 (03)
3.00	1.18 (03)	6.68 (02)	4.19 (03)
3.50	1.45 (03)	8.17 (02)	5.23 (03)

Nous avons vu l'importance de la réaction nucléaire $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ dans l'émission gamma des novæ à et en dessous de 511 keV. Cette réaction était incertaine par plus d'un facteur mille dans la gamme de température des novæ à cause de la largeur proton inconnue de deux niveaux $3/2^+$ du ^{19}Ne . Ces deux niveaux étant trop proches du seuil d'émission proton (respectivement 8 et 38 keV), une mesure directe est impossible. Nous avons donc utilisé une méthode indirecte consistant à la réalisation d'une réaction de transfert à un nucléon.

La réaction de transfert choisie, $\text{D}(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$, peuple dans le ^{19}F les niveaux analogues des deux niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique du ^{19}Ne . Cette réaction utilise un faisceau radioactif de ^{18}F et une cible de CD_2 en cinématique inverse où les protons sont détectés à l'avant dans le centre de masse par un détecteur silicium multi-pistes. La distribution angulaire de ces deux niveaux $3/2^+$ a été analysée par le biais de la théorie de la DWBA. Il a également été tenu compte d'une composante de noyau composé dont la contribution a été normalisée sur un état excité très difficilement alimenté par un mécanisme de réaction directe.

Le facteur spectroscopique obtenu pour la contribution globale des deux niveaux $3/2^+$ est relativement grand, indiquant que ces deux états doivent être inclus dans le calcul du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Une étude la plus fine possible du spectre en énergie d'excitation du ^{19}F a permis de montrer que seul le niveau à plus haute énergie d'excitation pouvait contribuer sensiblement.

Nous avons ensuite utilisé nos résultats pour calculer des nouveaux taux nominaux, minimum et maximum pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Nous avons porté une attention particulière aux incertitudes restantes sur le calcul du taux et en particulier sur la valeur des largeurs alpha des deux niveaux $3/2^+$ qui sont calculées à partir de celles des niveaux analogues dans le ^{19}F . Nous avons de plus fait une étude détaillée des interférences possibles entre les niveaux $3/2^+$ d'intérêt astrophysique et un autre niveau $3/2^+$ situé à plus haute énergie. Le nouveau taux nominal obtenu ne diffère

finaleme nt pas plus d'un facteur deux de l'ancien taux mais est maintenant établi sur une base plus solide. Nous avons finaleme nt utilisé ces résultats pour réviser la valeur du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

Maintenant qu'il a été montré l'importance astrophysique des deux niveaux $3/2^+$, de nombreux points restent encore à étudier : inversion possible des niveaux $3/2^+$ entre le ^{19}F et ^{19}Ne , largeur alpha de ces niveaux dans le ^{19}Ne et signe des interférences entre les résonances de basse énergie d'intérêt astrophysique et celles à plus haute énergie. Il est donc important de poursuivre ces études expérimentales pour déterminer de manière plus fiable encore le taux de la réaction nucléaire $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Alors que des techniques de mesures directes semblent difficileme nt applicables à très basse énergie, l'utilisation de méthodes indirectes telles que la diffusion élastique résonnante, ou peut être la méthode du « cheval de Troie » semblent prometteuses.

Le travail expérimental restant à faire est d'autant plus justifié que la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ est la plus importante et la moins bien connue pour la production du ^{18}F dans les novæ. Une analyse pertinente des futures observations de l'émission gamma associée au ^{18}F ($E_\gamma \leq 511$ keV) repose donc sur la meilleure description possible de cette réaction. Seulement alors, l'interprétation des observations pourra être utilisée pour apporter de nouvelles contraintes sur les modèles astrophysiques de novæ. Il faut noter que le satellite INTEGRAL a été lancé le 17 octobre 2002 avec succès pour une durée de 6 ans et que les novæ sont un objectif important de son programme d'observation. Il est indubitable qu'une détection, par exemple de la raie du ^{22}Na , ferait progresser la modélisation des novæ. De nouvelles générations de satellites sont à l'étude comme par exemple la lentille gamma ou les télescopes compton « avancés » dont les sensibilités accrues favoriseront entre autre la détection des novæ.

Annexes

ANNEXE A

Taux de réaction en astrophysique nucléaire

A.1 Généralités sur les taux de réaction

Le calcul des taux de réaction en astrophysique nucléaire est essentiel pour pouvoir calculer la production d'énergie au sein des étoiles ainsi que des produits de la nucléosynthèse qui sont ensuite éjectés dans le milieu interstellaire. Ces calculs ont déjà été présentés à maintes reprises [Fow67, Fow75, Lan80, Cla83, Cau88, Rol88] et nous n'en ferons donc qu'une présentation succincte.

A.1.1 Taux de réaction

Supposons un gaz contenant N_a particules par unité de volume de type a et N_b particules par unité de volume de type b pouvant interagir selon la réaction nucléaire : $a + b \rightarrow X + Y + Z + \dots$. Le taux de réaction total en unité de nombre de réaction par unité et par seconde s'écrit alors :

$$r = N_a N_b \int_0^\infty v \phi(v) \sigma(v) dv, \quad (\text{A.1})$$

avec :

- v : vitesse relative entre les noyaux a et b ,
- $\phi(v)$: distribution de vitesse relative,
- $\sigma(v)$: section efficace totale de la réaction.

Le taux de réaction précédent r est couramment mis sous la forme :

$$r = N_a N_b \langle \sigma v \rangle, \quad (\text{A.2})$$

ce qui définit $\langle \sigma v \rangle$ comme étant le taux de réaction par paire de particules.

Si les noyaux a et b sont dans un gaz non dégénéré, à l'équilibre thermodynamique et ne sont pas animés d'un mouvement relativiste, alors la distribution de vitesse de chaque noyaux peut être décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann. En décomposant le mouvement des deux types de noyaux en mouvement relatif et mouvement d'entraînement, il découle que la distribution de vitesse relative $\phi(v)$ suit aussi une distribution de Maxwell-Boltzmann[Cl83], soit :

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right), \quad (\text{A.3})$$

avec :

- μ : masse réduite du système en MeV/c^2 définie par $\mu = A_a A_b / (A_a + A_b) * 1 \text{ u.m.a}$, où A_i est le nombre de masse du noyau i et 1 u.m.a est l'unité de masse atomique $\approx 931.5 \text{ MeV}/c^2$
- T : température du gaz,
- k : constante de Boltzmann.

La distribution de vitesse $\phi(v)$ est normalisée par :

$$\int_0^\infty \phi(v) dv = 1. \quad (\text{A.4})$$

On obtient alors l'expression finale du taux de réaction exprimée en fonction de l'énergie cinétique dans le centre de masse $E = \frac{1}{2}\mu v^2$:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (\text{A.5})$$

Traditionnellement les applications numériques reportent la grandeur $\mathcal{N}_a \langle \sigma v \rangle$ exprimée en $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ où \mathcal{N}_a est le nombre d'Avogadro.

Le taux de réaction exprimé par la relation (A.5) est général et s'applique à tout type de réaction, qu'elles mettent en jeux des particules neutres ou chargées. La réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ ne mettant en jeux que des particules chargées, nous ne développerons dans la suite que ce cas.

A.1.2 Effet de la barrière coulombienne

Dans l'expression du taux de réaction par paire de particules (A.5), l'ingrédient essentiel est la connaissance de la dépendance en énergie de la section efficace $\sigma(E)$. Pour des réactions mettant en jeux des particules chargées, celles-ci doivent vaincre la répulsion de la barrière coulombienne. Cette dernière est schématisée Figure A.1 et a comme expression :

$$E_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_b}{R}, \quad (\text{A.6})$$

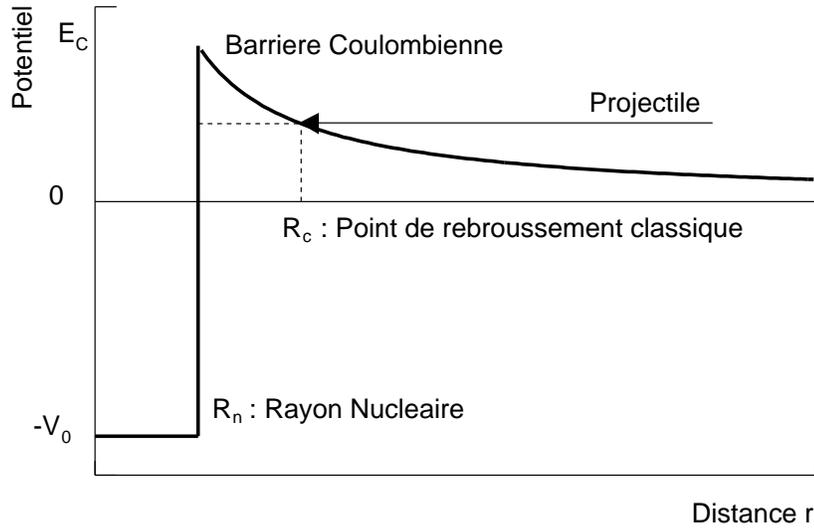


Fig. A.1: Barrière coulombienne

où Z_i est la charge du noyau i et R la distance entre les deux noyaux en interaction. La plupart du temps, la barrière coulombienne est bien plus grande que l'énergie cinétique des particules en interaction. Pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et des températures typiques des novæ de l'ordre de $T_6 = 200^1$, l'énergie la plus probable correspondant à la distribution de Maxwell-Boltzmann $E = kT$ vaut 17 keV. Cette énergie est bien inférieure à l'énergie de la barrière coulombienne qui est de l'ordre de 2.7 MeV, rendant la réaction impossible d'un point de vue classique. Cependant, d'un point de vue quantique il est possible de franchir cette barrière par effet tunnel et la probabilité s'écrit :

$$P_l = \frac{|\Psi(R_n)|^2}{|\Psi(R_c)|^2}, \quad (\text{A.7})$$

où $|\Psi(r)|^2$ est la probabilité pour la particule incidente de se trouver à la position r et où R_n et R_c sont respectivement les rayons nucléaires et de rebroussement (Figure A.1). La probabilité P_l est aussi appelée pénétrabilité et dépend du moment angulaire apporté par la particule incidente. La fonction d'onde $\Psi(r)$ est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans le cas d'un potentiel coulombien. On obtient alors l'expression suivante pour P_l [Des00] :

$$P_l = \frac{\rho}{F_l^2(\eta, \rho) + G_l^2(\eta, \rho)}, \quad (\text{A.8})$$

¹Il est usuel de définir la notation $T_n = x$ pour la température correspondant à $T = x \times 10^n$ K

où F_l et G_l sont les fonctions régulières et irrégulières de Coulomb [Abr72], $\rho = kR_n$ avec k le nombre d'onde et η le paramètre de Sommerfeld :

$$k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar c} \quad \eta = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_b}{\hbar v}. \quad (\text{A.9})$$

Pour un moment angulaire nul ($l = 0$) et à basse énergie ($E \ll B_c$) ou pour $R_c \gg R_n$, l'équation (A.8) peut être approximée par :

$$P \approx \exp(-2\pi\eta). \quad (\text{A.10})$$

La section efficace à basse énergie diminue donc très rapidement à cause du comportement exponentiel de la pénétrabilité de la barrière coulombienne :

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta). \quad (\text{A.11})$$

De plus, la section efficace est proportionnelle à un facteur géométrique faisant intervenir λ , la longueur d'onde de de Broglie :

$$\sigma(E) \propto \pi\lambda^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (\text{A.12})$$

Les deux relations précédentes servent à définir le facteur astrophysique :

$$S(E) \equiv \sigma(E)E \exp(2\pi\eta), \quad (\text{A.13})$$

qui est une représentation de la section efficace mettant en valeur la partie nucléaire de l'interaction.

Le taux de réaction (A.5) s'écrit alors en utilisant (A.13) :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE, \quad (\text{A.14})$$

où b est défini par :

$$b = \frac{\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} (2\mu)^{1/2} Z_a Z_b = 0.989 \mu^{1/2} Z_a Z_b \text{ (MeV)}^{1/2} \quad (\text{A.15})$$

A.1.3 Pic de Gamow

Le terme exponentiel dans l'intégrale de l'équation (A.14) ne prend une valeur non nulle que sur un petit domaine en énergie centré autour de la valeur E_0 et de largeur Δ [Rol88] :

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2} \right)^{2/3} = 1.22 (Z_a^2 Z_b^2 \mu T_6^2)^{1/3} \text{ keV}, \quad (\text{A.16})$$

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}}(E_0 kT)^{1/2} = 0.749(Z_a^2 Z_b^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ keV}, \quad (\text{A.17})$$

où T_6 est la température en millions de degrés. Ce domaine en énergie s'appelle le pic de Gamow (Figure A.2) et correspond aux énergies qui vont contribuer le plus au taux de réaction (A.14). C'est donc dans ce domaine en énergie qu'il est nécessaire de bien connaître le facteur astrophysique.

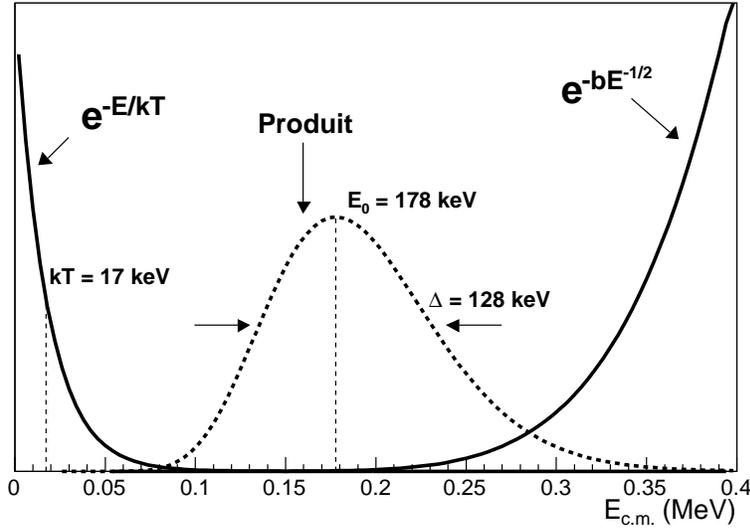


Fig. A.2: Pic de Gamow pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et $T_6 = 200$.

Dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ et pour $T_6 = 200$, on obtient $E_0 = 180 \pm 64 \text{ keV}$ qui est à comparer avec l'énergie la plus probable des protons calculée précédemment. L'effet de la barrière coulombienne est de déplacer l'énergie d'interaction à plus haute énergie et de faire participer les noyaux dans la queue de résonance de la distribution de Maxwell-Boltzmann.

A.2 Expression analytique des taux de réaction

Le taux de réaction par paire de particules $\mathcal{N}_a \langle \sigma v \rangle$ est habituellement présenté sous une forme analytique approchée que nous détaillons dans la suite. L'avantage de cette forme analytique est qu'elle fait apparaître de manière simple des grandeurs physiques telles que la force ou l'énergie des résonances, ce qui rend ce type de formulation très maniable. Nous présentons dans la suite ces expressions dans le cadre de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$.

A.2.1 Cas non résonnant

Lorsque le facteur astrophysique $S(E)$ varie lentement avec l'énergie, il est commun de faire un développement en série de Taylor autour de $E = 0$:

$$S(E) = S(0) + \dot{S}(0)E + \frac{1}{2}\ddot{S}(0)E^2 + \dots \quad (\text{A.18})$$

Le taux de réaction (A.5) peut alors se mettre sous la forme[Fow67] :

$$\mathcal{N}_a \langle \sigma v \rangle = \mathcal{N}_a \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\Delta}{(kT)^{3/2}} S_{eff}(E_0) \exp \left(-\frac{3E_0}{kT} \right), \quad (\text{A.19})$$

avec :

$$S_{eff}(E_0) = S(0) \left[1 + \frac{5}{12} \frac{kT}{3E_0} + \frac{\dot{S}(0)}{S(0)} \left(E_0 + \frac{35}{36} kT \right) + \frac{1}{2} \frac{\ddot{S}(0)}{S(0)} \left(E_0^2 + \frac{89}{36} E_0 kT \right) \right]. \quad (\text{A.20})$$

Comme les grandeurs E_0 et Δ dépendent de la température, il est aussi courant d'exprimer le taux de réaction de la manière suivante[Lan80, Rol88] :

$$\mathcal{N}_a \langle \sigma v \rangle = C_1 T^{-2/3} \exp(-C_2 T^{-1/3}) \sum_{n=0}^5 C_n T^{n/3}, \quad (\text{A.21})$$

où C_1 , C_2 et C_i sont des constantes[Lan80].

Cette formulation analytique approchée est utilisée dans plusieurs cas comme pour décrire les queues de résonances larges, les résonances sous le seuil ainsi que les captures directes.

Pour illustrer les formules précédentes, nous reportons dans la suite la paramétrisation correspondant à la résonance large ($\Gamma_{tot} = 220$ keV) située à l'énergie d'excitation $E_{exc}({}^{19}\text{Ne}) = 6.429$ MeV. La valeur numérique du facteur astrophysique est[Utk98] :

$$S(E) = 31. - 24.8E - 7.1E^2 \text{ [MeV.b]}, \quad (\text{A.22})$$

et le taux de réaction s'écrit :

$$\mathcal{N}_a \langle \sigma v \rangle = 5.15 \times 10^{11} T_9^{-2/3} \exp \left(-18.052 T_9^{-1/3} \right) \times \left[1 + 0.0231 T_9^{1/3} - 0.415 T_9^{2/3} - 0.0670 T_9 - 0.0618 T_9^{4/3} - 0.0254 T_9^{5/3} \right]. \quad (\text{A.23})$$

A.2.2 Cas des résonances étroites

Nous allons maintenant nous intéresser au cas où le facteur astrophysique possède une dépendance rapide avec l'énergie telle que c'est le cas lorsque la réaction passe par une résonance du noyau composé : $a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B$. La section efficace suit alors le profil d'une résonance Breit–Wigner dont une expression approchée² pour un niveau isolé est :

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_r)^2 + \Gamma_{tot}/4}, \quad (\text{A.24})$$

où :

$$\begin{aligned} \omega = \frac{2J_r+1}{(2J_a+1)(2J_A+1)} & : \text{facteur statistique,} \\ J_r, J_a, J_A & : \text{spins de la résonance, de l'état fondamental} \\ & \text{des noyaux } a \text{ et } A \text{ respectivement,} \\ E_r & : \text{énergie de la résonance en MeV dans le c.m.,} \\ \Gamma_a, \Gamma_b & : \text{largeurs particules dans la voie d'entrée et la} \\ & \text{voie de sortie en MeV dans le c.m.,} \\ \Gamma_{tot} = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots & : \text{largeur totale de l'état excité} \end{aligned}$$

Pour une résonance étroite ($\Gamma_{tot} \ll E_r$), la distribution de Maxwell–Boltzmann peut être considérée comme lentement variable dans la région de la résonance. Le terme $E \exp(-\frac{E_r}{kT})$ dans l'équation (A.5) peut alors être « sorti » de l'intégrale et évalué en $E = E_r$. On obtient alors pour le taux de réaction :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E_r \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right) \int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE \quad (\text{A.25})$$

qui peut se mettre sous la forme traditionnelle[Lan80] :

$$\mathcal{N}_a \langle \sigma v \rangle = C_8 T_9^{-3/2} \exp\left(-\frac{C_9}{T_9}\right), \quad (\text{A.26})$$

où C_8 et C_9 sont des constantes dépendant des paramètres de la résonance :

$$C_8 = 1.54 \times 10^{11} \mu^{-3/2} \omega \gamma, \quad (\text{A.27})$$

$$C_9 = 11.605 E_r, \quad (\text{A.28})$$

avec E_r l'énergie de la résonance en MeV dans le centre de masse, ω le facteur statistique défini précédemment et $\gamma = \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma_{tot}$ où toutes les largeurs sont exprimées en MeV. On notera que le passage de l'équation (A.25) à l'équation (A.26) est justifié dans la mesure où la dépendance en énergie des largeurs partielles et donc de la

²On néglige ici le shift en énergie de Thomas[Lan58]

force de résonance ($\omega\gamma$) est négligeable, ce qui est vrai dans le cas d'une résonance étroite.

Un bon exemple pour illustrer les formules précédentes est la résonance étroite $E_X(^{19}\text{Ne}) = 6.741$ MeV dont la force a été mesurée récemment [Bar02] ce qui se traduit par les coefficients $C_8 = 2.47 \times 10^5$ et $C_9 = 3.830$.

A.2.3 Cas des résonances larges

Dans le cas des résonances larges, il n'est plus possible comme dans le cas des résonances étroites de négliger la dépendance en énergie des largeurs partielles et donc de la force de résonance. La section efficace s'écrit alors :

$$\sigma_{BW}(E) = \pi\lambda^2\omega \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E+Q)}{(E-E_r)^2 + \Gamma_{tot}(E)/4}, \quad (\text{A.29})$$

où les largeurs $\Gamma_i(E)$ prennent implicitement en compte la dépendance en énergie par le biais de la pénétrabilité coulombienne. Il n'est donc pas possible d'obtenir une expression du taux de réaction aussi simple que pour les résonances étroites (A.26). L'expression du taux de réaction est alors séparée en deux parties :

$$\mathcal{N}_a\langle\sigma v\rangle_{large} = \mathcal{N}_a\langle\sigma v\rangle_{étroit} + \mathcal{N}_a\langle\sigma v\rangle_{queue}, \quad (\text{A.30})$$

constitué d'une partie résonnante (équation (A.26)) utilisant les valeurs des largeurs à la résonance et d'une partie non résonnante (équation (A.21)) rendant compte de la queue de résonance.

Un exemple d'un tel cas peut être donné par la résonance large $E_X(^{19}\text{Ne}) = 7.070$ MeV ($\Gamma_{tot} = 39$ keV). La partie proche de l'énergie de la résonance est décrite par le couple de paramètres $C_8 = 1.00 \times 10^9$ et $C_9 = 7.648$ alors que pour la partie rendant compte de la queue de la résonance, on a [Utk98] :

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_a\langle\sigma v\rangle_{queue} &= 9.13 \times 10^{10} T_9^{-2/3} \exp\left(-18.052 T_9^{-1/3} - 0.672 T_9^2\right) \\ &\times \left[1 + 0.0231 T_9^{1/3} - 6.12 T_9^{2/3} - 0.988 T_9 - 9.92 T_9^{4/3} - 4.07 T_9^{5/3}\right]. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Si l'on compare l'équation précédente avec l'équation (A.23) correspondant au cas non résonnant, on remarque un terme exponentiel supplémentaire $\exp(-0.627 T_9^2)$ de la forme $\exp(-T^2/T_0^2)$ correspondant à une coupure au niveau de la résonance pour ne pas masquer sa contribution. Il est possible de trouver dans la littérature une expression analytique pour T_0 [Fow75].

Bien que les expressions analytiques présentées précédemment soient très utilisées pour étudier facilement l'impact des différents paramètres entrant en jeu dans le calcul du taux, il est souvent plus pratique de réaliser une intégration numérique du taux de réaction (A.14).

ANNEXE B

Facteurs spectroscopiques en astrophysique nucléaire

Pour calculer les taux de réaction résonnants utiles en astrophysique nucléaire, il est nécessaire de connaître les largeurs partielles des particules mises en jeu (voir Annexe A.2). Dans certains cas, il est impossible de mesurer ces largeurs partielles de manière directe (niveau trop proche du seuil d'émission par exemple) et il faut donc avoir recours à des méthodes indirectes. L'une d'elle consiste à déterminer des facteurs spectroscopiques (C^2S) en s'appuyant sur la théorie de la DWBA. Nous discutons ici du lien entre les largeurs partielles et les facteurs spectroscopiques ainsi que des incertitudes liées à leur utilisation.

B.1 Largeur partielle et facteur spectroscopique

La largeur partielle d'une particule chargée représente la probabilité de décroissance de cette particule et est définie par :

$$\Gamma(E) = \frac{\hbar^2 s}{\mu} |\mathcal{R}(s)|^2 P_l(E, s) \quad \text{avec} \quad \int_0^\infty |\mathcal{R}(r)|^2 r^2 dr = 1. \quad (\text{B.1})$$

\mathcal{R} est la fonction d'onde radiale de la particule émise et s le rayon d'interaction. La formule précédente s'interprète comme l'intégrale du flux de probabilité sortant de la sphère de rayon s multipliée par la probabilité de franchir la barrière coulombienne $P_l(E, s)$.

Il est usuel de définir une largeur réduite γ^2 s'affranchissant des effets coulombiens et ne tenant compte que des effets nucléaires :

$$\Gamma = 2\gamma^2 P_l \quad \text{avec} \quad \gamma^2 = \frac{\hbar^2 s}{2\mu} |\mathcal{R}(s)|^2. \quad (\text{B.2})$$

Le calcul de la largeur réduite γ^2 et de la largeur partielle Γ nécessite de connaître la fonction d'onde radiale \mathcal{R} et donc d'avoir un modèle nucléaire pour la calculer : soit $\mathcal{R}_{s,p}$ la fonction d'onde d'un tel modèle. Alors $\Gamma_{s,p}$ et $\gamma_{s,p}^2$ sont respectivement les largeurs partielles et réduites à une particule (« single particle » en anglais) pour ce modèle.

Modèle de la DWBA

Dans le cadre du modèle de la DWBA, la fonction d'onde radiale à une particule $\mathcal{R}_{s,p}$ est donnée par la fonction d'onde radiale du nucléon transféré \mathcal{R}^{DWBA} . La largeur partielle est alors reliée à la largeur partielle à une particule par le biais du facteur spectroscopique :

$$\Gamma = C^2 S \Gamma_{s,p}, \quad (\text{B.3})$$

avec :

$$\Gamma_{s,p} = 2\gamma_{s,p}^2 P_l \quad \text{et} \quad \gamma_{s,p}^2 = \frac{\hbar^2 s}{2\mu} |\mathcal{R}^{DWBA}(s)|^2, \quad (\text{B.4})$$

On rappelle ici que le facteur spectroscopique $C^2 S$ peut être interprété comme une mesure de la probabilité que le niveau étudié corresponde à un état pur à une particule. On a donc $C^2 S < 1$ et le cas limite $C^2 S = 1$ correspond à une excitation pure à une particule.

Largeur limite de Wigner

Si l'on ne connaît pas a priori le facteur spectroscopique du niveau étudié et que l'on veuille faire une estimation de sa largeur partielle, il est utile d'avoir une limite supérieure pour cette largeur : c'est la largeur limite de Wigner Γ_W reliée à la largeur partielle Γ par l'intermédiaire de la largeur réduite sans dimension Θ^2 :

$$\Gamma = \Theta^2 \Gamma_W \quad \text{avec} \quad \Theta^2 < 1. \quad (\text{B.5})$$

S'il n'existe aucune mesure de la largeur partielle Γ alors Θ^2 peut a priori prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1 déterminant ainsi les limites selon lesquelles peut varier la largeur partielle.

La largeur limite de Wigner est calculée en supposant que la densité de probabilité de présence de la particule émise est uniforme à l'intérieur du noyau. La probabilité de présence de la particule à la surface s'écrit $s^2 |\mathcal{R}^W(s)|^2 dr$ et vaut :

$$s^2 |\mathcal{R}^W(s)|^2 dr = \frac{4\pi s^2}{\frac{4}{3}\pi s^3} dr, \quad (\text{B.6})$$

soit :

$$|\mathcal{R}^W(s)|^2 = \frac{3}{s^3}. \quad (\text{B.7})$$

En remplaçant l'expression précédente dans la relation B.2, on obtient pour la largeur limite de Wigner :

$$\Gamma_W = \frac{3\hbar^2}{\mu s^2} P_l. \quad (\text{B.8})$$

On a la relation suivante entre la largeur réduite sans dimension Θ^2 et le facteur spectroscopique C^2S :

$$\Theta^2 = C^2S \frac{|\mathcal{R}^{DWBA}(s)|^2}{|\mathcal{R}^W(s)|^2} = C^2S \frac{s^3}{3} |\mathcal{R}^{DWBA}(s)|^2 \quad (\text{B.9})$$

Influence du rayon d'interaction

Toutes les grandeurs précédentes ($P_l(E, s)$, γ^2 et Γ) dépendent largement du rayon d'interaction s choisi. Il existe plusieurs façons de définir ce rayon et nous avons utilisé la formule simple :

$$s = 1.25(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ fm}, \quad (\text{B.10})$$

ce qui correspond pour le cas du fluor, à un 'rayon' $s = 4.5$ fm. La valeur de ce rayon d'interaction peut varier facilement de 1 fm à cause des différentes définitions rencontrées. L'influence du rayon d'interaction sur les largeurs partielles et réduites à une particule est représentée sur la Figure B.1 pour le cas particulier de la résonance $E_r = 659$ keV dans le ^{19}Ne .

On notera que pour une dispersion de 1 fm autour de la valeur $s = 4.5$ fm, l'erreur associée à la largeur à une particule n'est pas très grande (facteur 2.5), ce qui nous permet d'avoir une certaine confiance dans la valeur de ce paramètre. Pour de grands rayons d'interaction, on peut remarquer que la largeur à une particule tend vers une valeur limite. En effet pour s grand la fonction d'onde radiale $\mathcal{R}(r)$ a un comportement asymptotique coulombien compensé par la pénétrabilité coulombienne.

B.2 Facteur spectroscopique et mesure directe

La relation B.3 relie la largeur partielle au facteur spectroscopique dans le cadre de la théorie de la DWBA. Nous essayons ici d'estimer l'incertitude inhérente à l'obtention de ces largeurs partielles à partir d'une telle méthode indirecte (réaction de transfert).

L'incertitude sur la largeur partielle dépend non seulement de l'incertitude sur le facteur spectroscopique mais aussi de l'incertitude sur les paramètres du modèle optique (r , a) servant au calcul de la fonction d'onde radiale $\mathcal{R}_{s,p}$. et de la largeur réduite à une particule $\gamma_{s,p}^2$. Une étude récente[Ber02, Hal01] a montré que même si

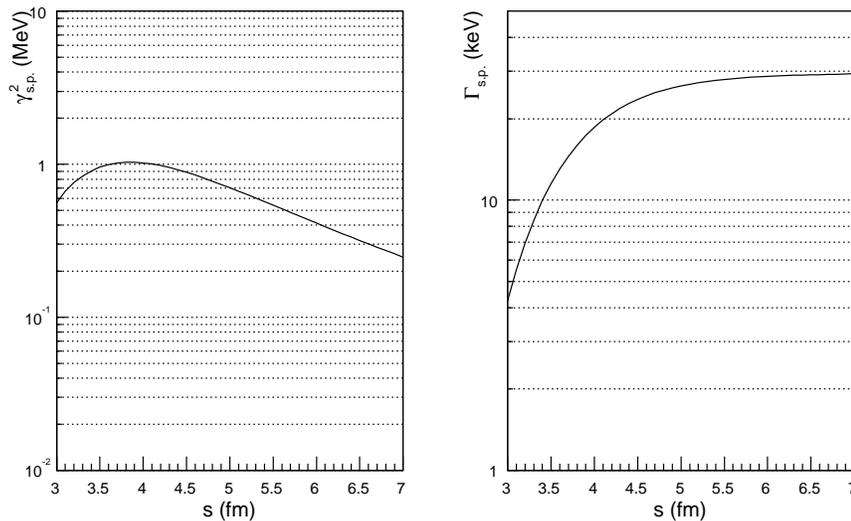


Fig. B.1: Évolution de la largeur partielle et réduite à une particule en fonction du rayon d'interaction pour la résonance $E_r = 659 \text{ keV}$ du ^{19}Ne .

les incertitudes sur le facteur spectroscopique et la largeur réduite à une particule $\gamma_{s.p.}^2$ pouvaient être grandes, elles étaient de sens opposé et se compensaient. La largeur partielle Γ est donc peu sensible aux détails du potentiel nucléaire pourvu que celui-ci soit utilisé à la fois pour calculer le facteur spectroscopique et la largeur réduite à une particule $\gamma_{s.p.}^2$. Ce résultat n'est pas surprenant puisque Γ est relié à la probabilité qu'à la particule émise de franchir la barrière coulombienne.

Cependant, du fait que les effets du potentiel se compensent entre le facteur spectroscopique et $\gamma_{s.p.}^2$, il est difficile d'estimer a priori une erreur sur la largeur partielle Γ . Pour cela nous avons réalisé une étude statistique comparant des facteurs spectroscopiques obtenus d'une part par réaction de transfert et d'autre part à partir des largeurs partielles déterminées de manière directe. Les données utilisées [Ver90] proviennent de niveaux excités du ^{31}P et ont été obtenues soit de manière indirecte [réaction de transfert $^{30}\text{Si}(^3\text{He},d)^{31}\text{P}$] soit de manière directe [$^{30}\text{Si}(p,p)^{30}\text{Si}$]. Les résultats sont présentés sur la Figure B.2 où seuls ont été sélectionnés les niveaux ayant des facteurs spectroscopiques supérieurs à 0.01. En effet pour des facteurs spectroscopiques plus faibles, il n'est pas exclu que le mécanisme de réaction ne soit pas uniquement direct (présence de noyau composé).

On observe un accord relativement bon entre les facteurs spectroscopiques déterminés par réaction de transfert et de manière directe : $C^2S(\text{DWBA}) / C^2S(\text{direct}) \approx 0.9$. La dispersion obtenue autour de cette valeur ($\approx 25\%$) est représentative de l'erreur à laquelle on peut s'attendre lorsque les largeurs partielles sont déterminées avec la méthode de la DWBA.

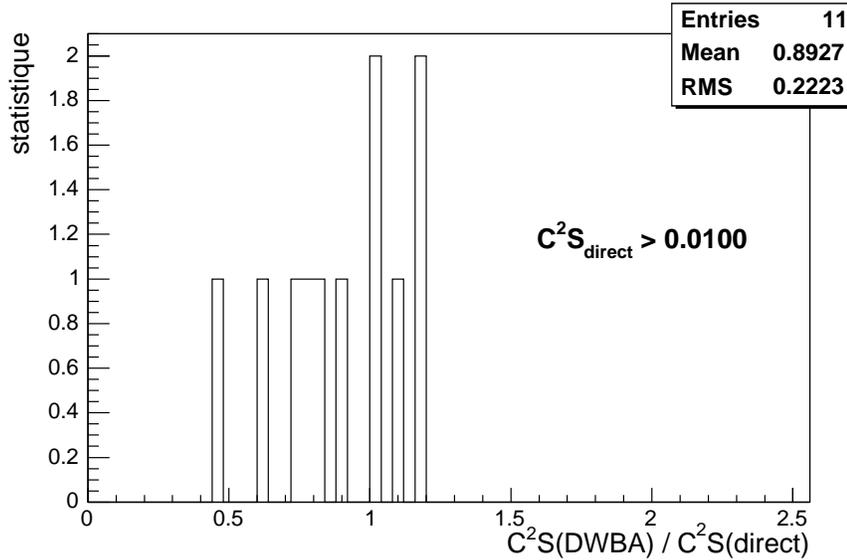


Fig. B.2: Comparaison des facteurs spectroscopiques déterminés de manière directe ou indirecte pour des niveaux excités du ^{31}P .

Il est à noter qu'une étude similaire a été réalisée [Hal01] sur plusieurs noyaux de la couche sd (^{24}Mg , ^{28}Si et ^{32}S). L'incertitude finale a été évaluée à 80%, ce qui est plus grand que ce que l'on obtient.

B.3 Facteurs spectroscopiques et niveaux analogues

Quand il n'est pas possible d'accéder à la largeur partielle de manière directe ou indirecte (réaction de transfert), il est courant en astrophysique nucléaire d'utiliser les propriétés spécifiques des niveaux analogues. Les niveaux analogues appartiennent à un même multiplet d'isospin et se trouvent dans les noyaux miroirs. Ces derniers ont le même nombre de nucléons avec un nombre inversé de neutrons et de protons (cas d'un doublet d'isospin). Ces noyaux et donc les états analogues ont ainsi des propriétés spectroscopiques proches dues à une structure nucléaire très similaire (si l'on s'affranchit de l'interaction coulombienne). Il est alors usuel en astrophysique nucléaire de supposer que la configuration de tels états est la même ce qui se traduit par l'égalité des facteurs spectroscopiques. Dans notre analyse, on posera donc $C^2S_n(^{19}\text{F}) = C^2S_p(^{19}\text{Ne})$ pour les niveaux d'intérêt astrophysique. Pour avoir une idée de la validité de cette hypothèse couramment utilisée, nous avons fait une étude statistique en collectant pour tous les noyaux miroirs de masse $A \approx 20$ – 30 u.m.a., les valeurs des facteurs spectroscopiques de niveaux analogues lorsqu'ils étaient mesurés [End90]. C'est ce que nous avons représenté sur la Figure B.3.

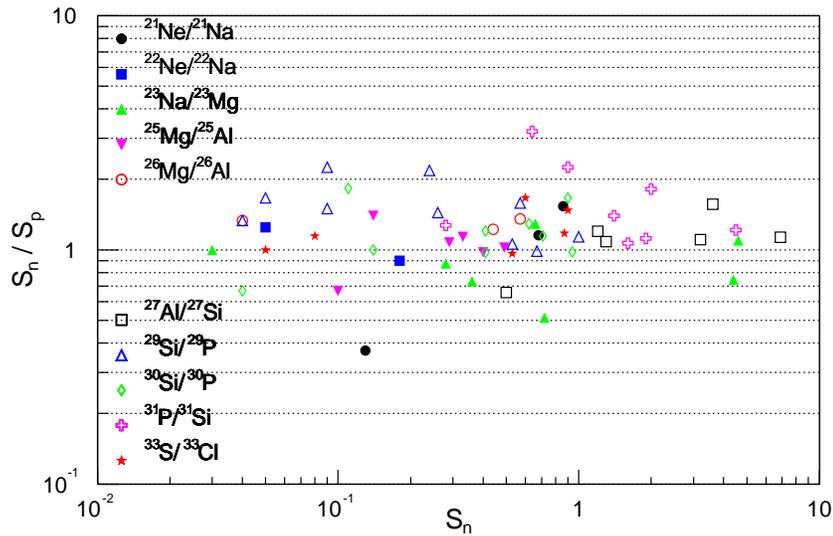


Fig. B.3: Comparaison pour des états analogues des facteurs spectroscopiques proton et neutron.

On note un bon accord entre les valeurs des facteurs spectroscopiques proton et neutron. La plupart des données expérimentales sont compatibles avec un facteur 2 d'erreur pour une large gamme de facteur spectroscopique ($0.03 < S_n < 8$). Ce facteur 2 peut paraître grand cependant il ne faut pas oublier que cette méthode est utilisée lorsqu'aucune information sur les largeurs partielles n'est disponible au préalable. Ce facteur 2 semble finalement raisonnable face au gain d'information. De plus en astrophysique nucléaire, il existe bien souvent d'autres sources d'incertitudes beaucoup plus grandes. À titre d'exemple, nous rappelons que dans le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, l'incertitude sur le taux de réaction peut atteindre trois ordres de grandeur, ce qui est bien plus grand qu'un facteur 2.

Il paraît donc raisonnable de supposer l'égalité des facteurs spectroscopiques entre états analogues lorsqu'il s'agit de neutrons et protons. Cela est cependant plus délicat pour des niveaux ayant des structures plus compliquées comme dans le cas de « cluster » alpha où l'incertitude d'une telle pratique a été estimée à un facteur 10 [de 97].

- [Abr72] M. Abramowitz and I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions*. Dover, London, 1972.
- [Ama01] S. Amari, X. Gao, L. R. Nittler, E. Zinner, J. José, M. Hernanz, and R. S. Lewis. *Astrophys. J.*, 551, 1065–1072, 2001.
- [Ami93] R. Amikiras, D. N. Jamieson, and S. P. Dooley. *Nucl. Inst. and Meth.*, B77, 110–116, 1993.
- [And94] J. Andrea, H. Drechsel, and S. Starrfield. *Astron. Astrophys.*, 291, 869–889, 1994.
- [Ang99] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, and M. Laméhi Rachti. *Nucl. Phys.*, A656, 3–183, 1999.
- [Aud97] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. H. Wapstra. *Nucl. Phys.*, A624, 1–124, 1997.
- [Aus70] N. Austern. *Direct Nuclear Reaction Theories*. Wiley–Interscience, 1970.
- [Bab70] H. Baba. *Nucl. Phys.*, A159, 625–641, 1970.
- [Bar01a] D. W. Bardayan, J. C. Blackmon, W. Bradfield-Smith, C. R. Brune, A. E. Champagne, T. Davinson, B. A. Johnson, R. L. Kozub, C. S. Lee, R. Lewis, P. D. Parker, A. C. Shotter, M. C. Smith, D. W. Visser, and P. J. Woods. *Nucl. Phys.*, A688, 475–477, 2001.
- [Bar01b] D. W. Bardayan, J. C. Blackmon, W. Bradfield-Smith, C. R. Brune, A. E. Champagne, T. Davinson, B. A. Johnson, R. L. Kozub, C. S. Lee, R. Lewis, P. D. Parker, A. C. Shotter, M. S. Smith, D. W. Visser, and P. J. Woods. *Phys. Rev.*, C63, 65802–+, 2001.

- [Bar02] D. W. Bardayan, J. C. Batchelder, J. C. Blackmon, A. E. Champagne, T. Davinson, R. Fitzgerald, W. R. Hix, C. Iliadis, R. L. Kozub, Z. Ma, S. Parete-Koon, P. D. Parker, N. Shu, M. S. Smith, and P. J. Woods. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 262501–+, 2002.
- [Ber92] H. Bernas, J. Chaumont, E. Cottureau, R. Meunier, A. Traverse, C. Clerc, O. Kaitasov, F. Lalu, D. Ledu, G. Moroy, and M. Salomé. *Nucl. Inst. and Meth.*, B62, 416–420, 1992.
- [Ber97] B. Berthier, E. Berthoumieux, J. P. Gallien, C. Moreau, and A. C. Raoux. *Nucl. Inst. and Meth.*, B130, 224–229, 1997.
- [Ber98] E. Berthoumieux, B. Berthier, C. Moreau, J. P. Gallien, and A. C. Raoux. *Nucl. Inst. and Meth.*, B136-138, 55–59, 1998.
- [Ber02] P. F. Bertone, A. E. Champagne, M. Boswell, C. Iliadis, S. E. Hale, V. Y. Hansper, and D. C. Powell. *Phys. Rev.*, C66, 055804, 2002.
- [Bro85] B. A. Brown, B. H. Wildenthal, C. F. Williamson, F. N. Rad, S. Kowalski, H. Crannell, and J. T. O'Brien. *Phys. Rev.*, C32, 1127–1155, 1985.
- [But98] Y. M. Butt, J. W. Hammer, M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, P. D. Parker, R. Schreiter, and G. Staudt. *Phys. Rev.*, C58, 10–, 1998.
- [Cau88] G. R. Caughlan and W. A. Fowler. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283–+, 1988.
- [Cla74] D. D. Clayton and F. Hoyle. *Astrophys. J.*, 187, L101+, 1974.
- [Cla81] D. D. Clayton. *Astrophys. J.*, 244, L97+, 1981.
- [Cla83] D. D. Clayton. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. The University of Chicago Press, 1983.
- [Coc00] A. Coc, M. Hernanz, J. José, and J.-P. Thibaud. *Astron. Astrophys.*, 357, 561–571, 2000.
- [Cog99] M. Cogneau, P. Decrock, M. Gaelens, D. Labar, P. Leleux, M. Loiselet, and G. Ryckewaert. *Nucl. Inst. and Meth.*, A420, 489–493, 1999.
- [Cos95] R. Coszach, M. Cogneau, C. R. Bain, F. Binon, T. Davinson, P. Decrock, T. Delbar, M. Gaelens, W. Galster, J. Görres, J. S. Graulich, R. Irvine, D. Labar, P. Leleux, M. Loiselet, C. Michotte, R. Neal, G. Ryckewaert, A. S. Shotter, J. Vanhorenbeeck, J. Vervier, M. Wiescher, and P. Woods. *Phys. Lett.*, B353, 184–188, 1995.
- [Dav00] T. Davinson, W. Bradfield-Smith, S. Cherubini, A. di Pietro, W. Galster, A. M. Laird, P. Leleux, A. Ninane, A. N. Ostrowski, A. C. Shotter, J. Vervier, and P. J. Woods. *Nucl. Inst. and Meth.*, A454, 350–358, 2000.
- [de 64] M. E. O. de Lopez, J. Rickards, and M. Mazari. *Nucl. Phys.*, 51, 321–328, 1964.

- [de 92] C. W. H. de Loore and C. Doom. *Structure and Evolution of Single and Binary Stars*. Kluwer Academic Publishers, 1992.
- [de 95] F. de Oliveira. *Détermination par Réaction de Transfert de Largeurs Alpha dans le ^{19}F . Application à l'Astrophysique*. Ph.D. thesis, 1995. N° d'ordre : 3651.
- [de 97] F. de Oliveira, A. Coc, P. Aguer, G. Bogaert, J. Kiener, A. Lefebvre, V. Tatischeff, J. P. Thibaud, S. Fortier, J. M. Maison, L. Rosier, G. Rotbard, J. Vernotte, S. Wilmes, P. Mohr, V. Kölle, and G. Staudt. *Phys. Rev.*, C55, 3149–3151, 1997.
- [Del92] M. Della Valle, A. Bianchini, M. Livio, and M. Orio. *Astron. Astrophys.*, 266, 232–236, 1992.
- [Del94] M. Della Valle and M. Livio. *Astron. Astrophys.*, 286, 786–788, 1994.
- [Del95] M. Della Valle and M. Livio. *Astrophys. J.*, 452, 704–709, 1995.
- [Del02] M. Della Valle, L. Pasquini, D. Daou, and R. E. Williams. *Astron. Astrophys.*, 390, 155–166, 2002.
- [Des00] P. Descouvemont. *Sections Efficaces et Taux de Réaction en Astrophysique Nucléaire*. 2000.
- [Die95] R. Diehl, C. Dupraz, K. Bennett, H. Bloemen, W. Hermsen, J. Knoedlser, G. Lichti, D. Morris, J. Ryan, V. Schoenfelder, H. Steinle, A. Strong, B. Swanenburg, M. Varendorff, and C. Winkler. *Astron. Astrophys.*, 298, 445–+, 1995.
- [Die98] R. Diehl and F. X. Timmes. *PASP*, 110, 637–659, 1998.
- [End90] P. M. Endt. *Nucl. Phys.*, A521, 1–400, 1990.
- [Ers62] J. R. Erskine, W. W. Buechner, and H. A. Enge. *Phys. Rev.*, 128, 720–728, 1962.
- [Fas72] M. Fasla and H. Beaumevieille. *Nuovo. Cim.*, 9A, 547, 1972.
- [For00] H. T. Fortune and R. Sherr. *Phys. Rev.*, C61, 24313–+, 2000.
- [Fow67] W. A. Fowler, G. R. Caughlan, and B. A. Zimmerman. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 5, 525, 1967.
- [Fow75] W. A. Fowler, G. R. Caughlan, and B. A. Zimmerman. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 69, 1975.
- [Fra79] M. A. Franey, J. S. Lilley, and W. R. Phillips. *Nucl. Phys.*, A324, 193, 1979.
- [Gal91] W. Galster, P. Leleux, I. Licot, E. Lienard, P. Lipnik, D. Mertens, T. Delbar, J. Vervier, P. Decrock, M. Huyse, P. van Duppen, P. Duhamel, J. Vanhorenbeeck, G. Roters, C. Rolfs, U. Schroeder, H. P. Trautvetter, K. Wolke, J. Lambert, and W. S. Rodney. *Phys. Rev.*, C44, 2776–2787, 1991.

- [Gar02] E. García-Berro, P. Gil-Pons, and J. W. Truran. In Hernanz and José [Her02d], pages 62–66.
- [Geh98] R. D. Gehrz, J. M. Truran, R. E. Williams, and S. Starrfield. *PASP*, 110, 3–26, 1998.
- [Gel53] M. Gell-Mann and M. L. Goldberger. *Phys. Rev.*, 91, 398–408, 1953.
- [Gla97] S. A. Glasner, E. Livne, and J. W. Truran. *Astrophys. J.*, 475, 754–+, 1997.
- [Gle75] N. K. Glendenning. *Nuclear Spectroscopy And Reactions, Part D*. Academic Press, New York and London, 1975.
- [Gol66] L. J. B. Goldfarb. In P. D. Kunz, D. A. Lind, and W. E. Brittin, editors, *Lectures in Theoretical Physics, VIII C–Nuclear Structure Physics*. The University of Colorado Press, Boulder, 1966.
- [Gom98] J. Gomez-Gomar, M. Hernanz, J. José, and J. Isern. *MNRAS*, 296, 913–920, 1998.
- [Gra97] J. S. Graulich, F. Binon, W. Bradfield-Smith, M. Cogneau, R. Coszach, T. Davinson, T. Delbar, M. Gaelens, W. Galster, J. Görres, D. Labar, P. Leleux, M. Loiselet, J. McKenzie, R. Neal, G. Ryckewaert, A. C. Shotter, J. Vanhorenbeeck, J. Vervier, M. Wiescher, and P. Woods. *Nucl. Phys.*, A626, 751–759, 1997.
- [Gra01] J.-S. Graulich, S. Cherubini, R. Coszach, S. El Hajjami, W. Galster, P. Leleux, W. Bradfield-Smith, T. Davinson, A. di Pietro, A. C. Shotter, J. Görres, M. Wiescher, F. Binon, and J. Vanhorenbeeck. *Phys. Rev.*, C63, 11302–+, 2001.
- [Hal01] S. E. Hale, A. E. Champagne, C. Iliadis, V. Y. Hansper, D. C. Powell, and J. C. Blackmon. *Phys. Rev.*, C65, 015801, 2001.
- [Har91] M. J. Harris, M. D. Leising, and G. H. Share. *Astrophys. J.*, 375, 216–220, 1991.
- [Har99] M. J. Harris, J. E. Naya, B. J. Teegarden, T. L. Cline, N. Gehrels, D. M. Palmer, R. Ramaty, and H. Seifert. *Astrophys. J.*, 522, 424–432, 1999.
- [Har01] M. J. Harris, B. J. Teegarden, G. Weidenspointner, D. M. Palmer, T. L. Cline, N. Gehrels, and R. Ramaty. *Astrophys. J.*, 563, 950–957, 2001.
- [Hau94] P. H. Hauschildt, S. Starrfield, S. Austin, R. M. Wagner, S. N. Shore, and G. Sonneborn. *Astrophys. J.*, 422, 831–844, 1994.
- [Her99a] M. Hernanz, J. José, A. Coc, J. Gómez-Gomar, and J. Isern. *Astrophys. J.*, 526, L97–L100, 1999.
- [Her99b] M. Hernanz, D. M. Smith, G. J. Fishman, A. Harmon, J. Gómez-Gomar, J. José, J. Isern, and P. J. Jean. In M. L. McConnell and J. M. Ryan, editors, *The Fifth Compton Symposium*, pages 82–86. AIP 510, Porthmouth, NH, 1999.

- [Her01] M. Hernanz, J. Gómez-Gomar, and J. José. In *AIP Conf. Proc. 587 : Gamma 2001 : Gamma-Ray Astrophysics*, pages 498–+. 2001.
- [Her02a] M. Hernanz. In Hernanz and José [Her02d], pages 399–408.
- [Her02b] M. Hernanz, J. Gómez-Gomar, and J. José. *New. Astron. Rev.*, 46, 559–563, 2002.
- [Her02c] M. Hernanz, P. Jean, J. José, A. Coc, S. Starrfield, J. Truran, J. Isern, G. Sala, and A. Giménez. In Hernanz and José [Her02d], pages 435–439.
- [Her02d] M. Hernanz and J. José, editors. *Classical Nova Explosions*. AIP 637, Sitges, Spain, 2002.
- [Iyu95] A. F. Iyudin, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, G. G. Lichti, D. Morris, J. Ryan, V. Schoenfelder, H. Steinle, A. Strong, M. Varendorff, and C. Winkler. *Astron. Astrophys.*, 300, 422–+, 1995.
- [Iyu99] F. A. Iyudin, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, J. Knödlse-der, G. G. Lichti, J. Ryan, V. Schönfelder, W. A. Strong, and C. Winkler. *Astrophysical Letters Communications*, 38, 371–+, 1999.
- [Iyu02] A. F. Iyudin, V. Schoenfelder, K. Bennett, R. Diehl, W. Hermsen, G. G. Lichti, and J. Ryan. In Hernanz and José [Her02d], pages 415–419.
- [Jac75] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley Sons, New York, 1975.
- [Jea69] A. F. Jean, W. Darcey, W. G. Davies, K. N. Jones, and P. K. Smith. *Nucl. Phys.*, A128, 24–240, 1969.
- [Jea99] P. Jean, J. Gómez-Gomar, M. Hernanz, J. José, J. Isern, G. Vedrenne, P. Mandrou, V. Schoenfelder, G. G. Lichti, and R. Georgii. *Astrophys. J.*, 38, 421, 1999.
- [Jea01] P. Jean, J. Knödlse-der, P. von Ballmoos, J. Gómez-Gomar, M. Hernanz, and J. José. In A. Gimenez, V. Reglero, and C. Winkler, editors, *Exploring the gamma-ray universe*, pages 73–+. ESA SP-459, Alicante, Spain, 2001.
- [Jos98] J. José and M. Hernanz. *Astrophys. J.*, 494, 680–690, 1998.
- [Ker99] A. Kercek, W. Hillebrandt, and J. W. Truran. *Astron. Astrophys.*, 345, 831–840, 1999.
- [Koc69] D. C. Kocher and T. B. Clegg. *Nucl. Phys.*, A132, 455–467, 1969.
- [Kov94] A. Kovetz and D. Prialnik. *Astrophys. J.*, 424, 319–332, 1994.
- [Kov97] A. Kovetz and D. Prialnik. *Astrophys. J.*, 477, 356–367, 1997.
- [Kra64] R. P. Kraft. *Astrophys. J.*, 139, 457–+, 1964.
- [Lan58] A. M. Lane and R. G. Thomas. *Rev. Mod. Phys.*, 30, 257, 1958.
- [Lan80] K. R. Lang. *Astrophysical Formulae*. Springer Verlag, 1980.

- [Lee64] L. L. Lee, J. P. Schiffer, B. Zeidman, G. R. Satchler, R. M. Drisko, and R. H. Bassel. *Phys. Rev.*, 136, B971, 1964.
- [Lei87] M. D. Leising and D. D. Clayton. *Astrophys. J.*, 323, 159–169, 1987.
- [Liv92] M. Livio. *Astrophys. J.*, 393, 516–522, 1992.
- [Mac74] M. H. Macfarlane and J. P. Schiffer. *Nuclear Spectroscopy And Reactions, Part B*. Academic Press, New York and London, 1974.
- [Mah84] W. A. Mahoney, J. C. Ling, W. A. Wheaton, and A. S. Jacobson. *Astrophys. J.*, 286, 578–585, 1984.
- [Mer67] M. Mermaz. *Sur la séparation des mécanismes de réactions à basse énergie. Étude des réactions $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$, $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ et $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$* , 1967. Rapport CEA - R 3078.
- [Mes65] A. Messiah. *Mécanique Quantique, Tome I et II*. Dunod, 1965.
- [Mo72] T. Mo and H. R. Weller. *Nucl. Phys.*, 198, 153–160, 1972.
- [NDS92] NDS. *Nucl. Phys.*, 51, 321–328, 1992.
- [NDS95] NDS. *Nucl. Phys.*, 51, 321–328, 1995.
- [Ore49] A. Ore and J. L. Powell. *Phys. Rev.*, 75, 1696–1699, 1949.
- [Per76] C. M. Perey and F. G. Perey. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17, 1–, 1976.
- [Pfa76] W. Pfau. *Astron. Astrophys.*, 50, 113–115, 1976.
- [Ray71] J. Raynal. *Computing as a language of physics*, 7, 281, 1971.
- [Reh95] K. E. Rehm, M. Paul, A. D. Roberts, D. J. Blumenthal, J. Gehring, D. Henderson, C. L. Jiang, J. Nickles, J. Nolen, R. C. Pardo, J. P. Schiffer, and R. E. Segel. *Phys. Rev.*, C52, 460–, 1995.
- [Rei68] R. V. Reid. *Annals of Physics*, 50, 411–448, 1968.
- [Rit96] C. Ritossa, E. Garcia-Berro, and I. J. Iben. *Astrophys. J.*, 460, 489–+, 1996.
- [Rob75] E. L. Robinson. *Astron. J.*, 80, 515–524, 1975.
- [Rol73] C. Rolfs, A. M. Charlesworth, and R. E. Azuma. *Nucl. Phys.*, A199, 257, 1973.
- [Rol88] C. E. Rolfs and W. S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago Press, 1988.
- [Rom01] D. Romano, F. Matteucci, P. Ventura, and F. D’Antona. *Astron. Astrophys.*, 374, 646–657, 2001.
- [Sat66] G. R. Satchler. In P. D. Kunz, D. A. Lind, and W. E. Brittin, editors, *Lectures in Theoretical Physics, VIII C–Nuclear Structure Physics*. The University of Colorado Press, Boulder, 1966.

- [Sat83] G. R. Satchler. *Direct Nuclear Reaction*. Clarendon Press, Oxford, 1983.
- [Sch93] V. Schoenfelder, H. Aarts, K. Bennett, H. de Boer, J. Clear, W. Collmar, A. Connors, A. Deerenberg, R. Diehl, A. von Dordrecht, J. W. den Herder, W. Hermsen, M. Kippen, L. Kuiper, G. Lichti, J. Lockwood, J. Macri, M. McConnell, D. Morris, R. Much, J. Ryan, G. Simpson, M. Snelling, G. Stacy, H. Steinle, A. Strong, B. N. Swanenburg, B. Taylor, C. de Vries, and C. Winkler. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 86, 657–692, 1993.
- [Sen73] S. Sen, S. E. Darden, H. R. Hiddleston, and W. A. Yoh. *Nucl. Phys.*, A199, 257, 1973.
- [Sha81] M. M. Shara. *Astrophys. J.*, 243, 268–270, 1981.
- [Sha94] A. Shankar and D. Arnett. *Astrophys. J.*, 433, 216–228, 1994.
- [Sha97] A. W. Shafter. *Astrophys. J.*, 487, 226–236, 1997.
- [Sha00] A. W. Shafter, R. Ciardullo, and C. J. Pritchett. *Astrophys. J.*, 530, 193–206, 2000.
- [Smi65] W. R. Smith. *Nucl. Phys.*, 72, 593–603, 1965.
- [Smo61] H. Smotruch, K. W. Jones, L. C. McDermott, and R. E. Benenson. *Phys. Rev.*, 122, 232, 1961.
- [Sta72] S. Starrfield, J. W. Truran, W. M. Sparks, and G. S. Kutter. *Astrophys. J.*, 176, 169–176, 1972.
- [Sta89] S. Starrfield. In M. F. Bode and A. Evans, editors, *Classical novæ*, pages 39–60. John Wiley & Sons LTD, 1989.
- [Sta98] S. Starrfield, J. W. Truran, M. C. Wiescher, and W. M. Sparks. *MNRAS*, 296, 502–522, 1998.
- [Tho88] I. J. Thompson. *Computer Physics Report*, 7, 167, 1988.
- [Til95] D. R. Tilley, H. R. Weller, C. M. Cheves, and R. M. Chasteler. *Nucl. Phys.*, 595, 1–170, 1995.
- [TOI91] TOI. *Nucl. Phys.*, 51, 321–328, 1991.
- [Toy95] H. Toyokawa, H. Ohnuma, Y. Tajima, T. Niizeki, Y. Honjo, S. Tomita, K. Ohkushi, M. H. Tanaka, S. Kubono, and M. Yosoi. *Phys. Rev.*, C51, 2592, 1995.
- [Utk98] S. Utku, J. G. Ross, N. P. T. Bateman, D. W. Bardayan, A. A. Chen, J. Görres, A. J. Howard, C. Iliadis, P. D. Parker, M. S. Smith, R. B. Vogelaar, M. Wiescher, and K. Yildiz. *Phys. Rev.*, C57, 2731–2739, 1998.
- [Ver90] J. Vernotte, A. Khendriche, G. Berrier-Ronsin, S. Grafeuille, J. Kalifa, G. Rotbard, R. Tamisier, and B. H. Wildenthal. *Phys. Rev.*, C41, 1956–1974, 1990.

- [von95] P. von Ballmoos. *Imaging in high energy astronomy*. Kluwer Academic Publishers, 1995.
- [Wie82] M. Wiescher and K.-U. Kettner. *Astrophys. J.*, 263, 891–901, 1982.
- [Wie86] M. Wiescher, J. Görres, F.-K. Thielemann, and H. Ritter. *Astron. Astrophys.*, 160, 56, 1986.
- [Zie85] J. F. Ziegler. 1985. Code SRIM 2002.
- [Zim59] W. Zimmermann, JR. *Phys. Rev.*, 114, 837, 1959.

Sujet :

Étude de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ par réaction de transfert pour application à l'émission gamma des novæ.

Résumé :

L'émission gamma des novæ à, et en dessous, de 511 keV provient essentiellement de l'annihilation des positrons venant de la décroissance β^+ du ^{18}F . L'interprétation de cette émission, à l'aide d'observations par le satellite INTEGRAL par exemple, nécessite une bonne connaissance de la nucléosynthèse du ^{18}F . Dans ce contexte, le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ est le moins bien connu à cause de deux résonances correspondant aux niveaux excités $E_X = 6.419$ et 6.449 MeV dans le ^{19}Ne dont les largeurs protons sont totalement inconnues. Nous avons déterminé ces largeurs protons par le biais d'une réaction de transfert d'un nucléon $\text{D}(^{18}\text{F},p\alpha)^{15}\text{N}$ peuplant les niveaux analogues, dans le ^{19}F , des niveaux d'intérêt astrophysique. Nous avons utilisé un faisceau radioactif de ^{18}F accéléré à 14 MeV au Centre de Recherche du Cyclotron de Louvain-la-Neuve sur une cible de CD_2 en cinématique inverse ainsi que le détecteur multi-piste au silicium LEDA. Une analyse en DWBA a permis de déterminer la largeur proton de ces deux résonances et a montré qu'elles ne pouvaient pas être négligées dans le calcul du taux de réaction. Une étude détaillée des incertitudes restantes sur le taux de réaction a été entreprise et particulièrement en ce qui concerne les interférences entre ces résonances et une autre résonance à plus haute énergie dans le ^{19}Ne . Le taux de réaction ainsi établi diffère peu de l'ancien taux nominal mais repose maintenant sur des bases plus solides permettant une meilleure interprétation des futures observations gamma des novæ et donc une meilleure contrainte des modèles astrophysiques.

Mots Clefs :

Nucléosynthèse explosive — Émission gamma — Novæ — Taux de réaction — Fluor 18 — Faisceau radioactif — Facteur spectroscopique — Largeur proton — Noyaux miroirs — Réaction de transfert — DWBA — Matrice R.